



# Production de charms et de photons prompts avec le générateur d'évènements EPOS

Benjamin Guiot

## ► To cite this version:

Benjamin Guiot. Production de charms et de photons prompts avec le générateur d'évènements EPOS. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Ecole des Mines de Nantes, 2014. Français. NNT : 2014EMNA0192 . tel-01127223

**HAL Id: tel-01127223**

**<https://theses.hal.science/tel-01127223>**

Submitted on 7 Mar 2015

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# Thèse de Doctorat

**Benjamin GUIOT**

*Mémoire présenté en vue de l'obtention du  
grade de Docteur de l'École nationale supérieure des mines de Nantes  
sous le label de l'Université de Nantes Angers Le Mans*

**Discipline : Constituants élémentaires et physique théorique**  
**Spécialité : Physique des particules**  
**Laboratoire : Subatech**

**Soutenue le 16 octobre 2014**

**École doctorale : 3MPL**  
**Thèse n° : 2014EMNA0192**

## **Production de charms et de photons prompts avec le générateur d'évènement EPOS**

### **JURY**

**Rapporteurs :** **M. Marcus BLEICHER**, Professor, Goethe University Frankfurt  
**M. Eric PILON**, CR1, cnrs

**Examineurs :** **M. Christoph HARTNACK**, Maître assistant hors classe, Ecole des Mines de Nantes  
**M<sup>me</sup> Elena BRATKOVSKAYA**, Professor, Goethe University Frankfurt  
**M. Gines MARTINEZ**, DR2, cnrs

**Directeur de thèse :** **M. Klaus WERNER**, Professeur, Université de Nantes



---

# Remerciements

Pour commencer, je voudrais remercier Pol-Bernard Gossiaux, Joerg Aichelin et Klaus Werner pour m'avoir donné la possibilité de faire une thèse à Subatech. J'étais dans une situation compliquée et je suis heureux qu'ils m'aient accordé leur confiance.

Je voudrais ensuite remercier Klaus en tant que directeur de thèse. Pour m'avoir suivi pendant toute ma thèse et avoir été disponible pour discuter. J'ai apprécié sa capacité d'écoute (et de jugement).

Je remercie également toutes les personnes qui ont pris le temps d'échanger avec moi sur le plan scientifique. En particulier ; Thierry Gousset, Stéphane Peigné, Pol-Bernard Gossiaux, Marie Germain, Alexis Mas, Alexandre shabetai, Magali Estienne ainsi que mes co-buors Benjamin Sintès, Martin Rohrmoser, Roland Katz, Maryam Rustamova et François.

Je remercie les membres de mon jury d'avoir pris le temps nécessaire pour ma soutenance.

De façon plus personnelle, je tiens à remercier ma famille. Si j'ai eu l'opportunité de faire une thèse, c'est avant tout grâce à elle.

Finalement, la vie de thésard ne se résumant pas seulement aux heures passées à travailler, je voudrais remercier les thésards de Subatech pour les bons moments passés ensemble, pour les soirées game of thrones et toutes activités "extra scolaires". Mes pensées vont également à tous mes amis proches. Un merci particulier pour ceux qui ont accepté de m'écouter parler pendant 20 minutes ininterrompues, conséquence d'une journée de travail solitaire et un peu trop longue.



---

# Table des matières

<b>Introduction générale</b>	<b>1</b>
1 Le Plasma de Quarks et gluons (QGP)	2
2 Objectifs de la thèse et travail effectué	6
 <b>I Modèle des partons, chromodynamique quantique et autres théories pour la physique des collisionneurs</b>	 <b>9</b>
1 Petit historique de l'interaction forte	9
2 Modèle des partons	12
3 QCD et le modèle des partons amélioré	18
3.1 Violation de la propriété d'échelle de Björken et les équations DGLAP	19
3.2 Liberté asymptotique	22
4 Cascades partoniques : Initial State Radiation (ISR) et Final State Radiation (FSR)	23
4.1 Cascade spacelike	24
4.2 Cascade timelike	26
4.3 Cohérence et ordonnancement angulaire	27
4.4 Dead cone effect	28
5 Physique des petits $x$ et interactions multiples	28
5.1 La théorie de Regge	30
5.2 Théorie de Gribov-Regge et nécessité théorique des interactions multiples	33
5.3 Évolution vers les petits $x$ , équation BFKL et échelle de saturation	34
 <b>II EPOS : Fonctionnement</b>	 <b>37</b>
1 Philosophie d'EPOS	37
2 Interactions élémentaires (partoniques)	38
3 Interactions multiples et saturation	41
4 Coeur et couronne / hydrodynamique et jets	44
5 Quelques résultats	46

<b>III Implémentation des pomérons semi-durs</b>	<b>49</b>
1 Fonction de profil pour les pomérons élémentaires . . . . .	49
2 Monte-Carlo . . . . .	52
2.1 Problème rencontré . . . . .	55
<b>IV Charm</b>	<b>61</b>
1 Intérêt des saveurs lourdes . . . . .	61
2 Production du charm . . . . .	62
2.1 Cascade spacelike . . . . .	63
2.2 Processus de born . . . . .	67
2.3 Cascade timelike . . . . .	70
3 Comparaison aux données expérimentales . . . . .	72
<b>V Photons prompts</b>	<b>77</b>
1 Intérêts . . . . .	77
2 Photons isolés et expériences . . . . .	78
3 Implémentation . . . . .	80
3.1 Photons prompts . . . . .	80
3.2 Subroutines d'analyse . . . . .	82
4 Comparaison aux expériences . . . . .	84
<b>VI Cascade timelike : approfondissement et améliorations</b>	<b>89</b>
1 Structure et variables . . . . .	89
2 timsho : une version expérimentale . . . . .	91
3 Remarques et perspectives . . . . .	97
<b>Conclusion générale et perspectives</b>	<b>99</b>
<b>Annexe</b>	<b>101</b>
1 Méthode de Gauss-Legendre . . . . .	101
<b>Bibliographie</b>	<b>103</b>

---

# Introduction générale

En 1975, J. C. Collins et M. J. Perry évoquent pour la première fois le Plasma de Quarks et Gluons [1]. A très haute densité, les hadrons se recouvrent ce qui entraîne une perte de leur individualité. La matière devient donc, selon leur termes, une "soupe de quarks". D'après eux, cette haute densité de matière pourrait être atteinte dans le coeur des étoiles à neutron, les explosions de trous noirs ou encore l'univers primordial. L'un des points important souligné par l'article est l'émergence d'une théorie asymptotiquement libre pour l'interaction forte. Les cas de hautes densités de matière hadronique vont pouvoir être traités par calcul perturbatif.

Aujourd'hui l'étude du plasma créé dans les collisions d'ions lourds est un pan entier de la physique des particules et non un simple cas particulier de la QCD. Les méthodes/théories/modèles utilisés pour l'étude de ce nouvel état de la matière sortent du cadre seul de la QCD. Pour commencer, les particules présentes à un temps  $t$  dans le plasma n'obéissent pas toutes à l'interaction forte (tels les photons). Ensuite, le grand nombre de particules en présence nécessitera par exemple l'usage de modèles thermodynamiques/hydrodynamiques. On peut encore citer le fait qu'il faudra ajouter des ingrédients pour pouvoir décrire des phénomènes tels que le shadowing dans la matière froide (le noyau, par opposition à la matière chaude : le plasma).

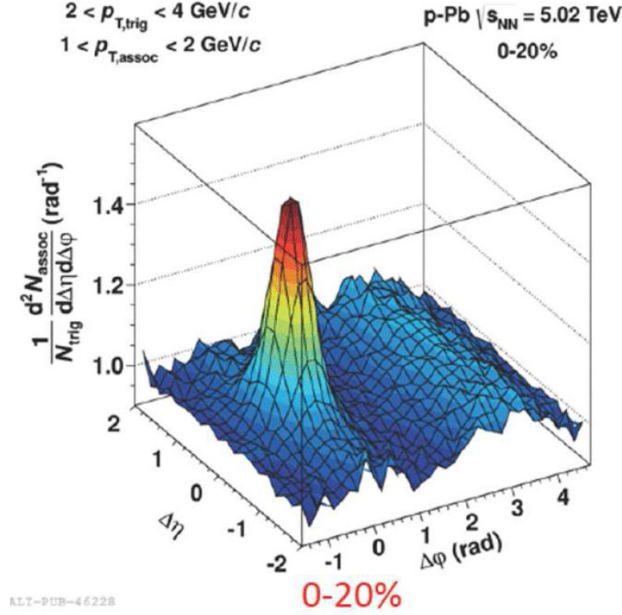
La compréhension de ce QGP (Plasma de Quarks et Gluons) est loin d'être achevée. Les débats sur les récents résultats obtenus en p-Pb en attestent. En particulier, l'observation d'un ridge (figure 1) pour les collisions p-Pb a surpris un certain nombre de personnes. En effet, il était d'usage de considérer que :

1. Le ridge est une observable liée à la présence d'un QGP
2. Il n'y a pas de plasma créé en p-Pb

La question de la présence de flow dans les collisions p-Pb est primordiale. En effet, certaines études utilisent ces collisions comme référence pour l'étude des effets chauds dans les collisions Pb-Pb.

Pour résumer, il n'y a actuellement pas de description globale mais plutôt plusieurs modèles qui supposent parfois des choses assez différentes et qui, en général, ne reproduisent qu'une petite partie des observables disponibles. C'est dans ce contexte qu'apparaissent les générateurs d'événements qui sont des codes informatiques dans lesquels sont implémentés différents





**Figure 1** – Ridge en p-Pb au LHC

modèles/théories dans le but de reproduire au mieux les expériences de physique des particules. Les générateurs d'événements ont plusieurs avantages :

1. Ils sont utiles (et nécessaires) pour les expérimentateurs (évaluation du bruit de fond, ...)
2. Ils permettent de faire des études théoriques dans un environnement réaliste

EPOS est un de ces générateurs d'événements, la description de son fonctionnement sera faite au chapitre II.

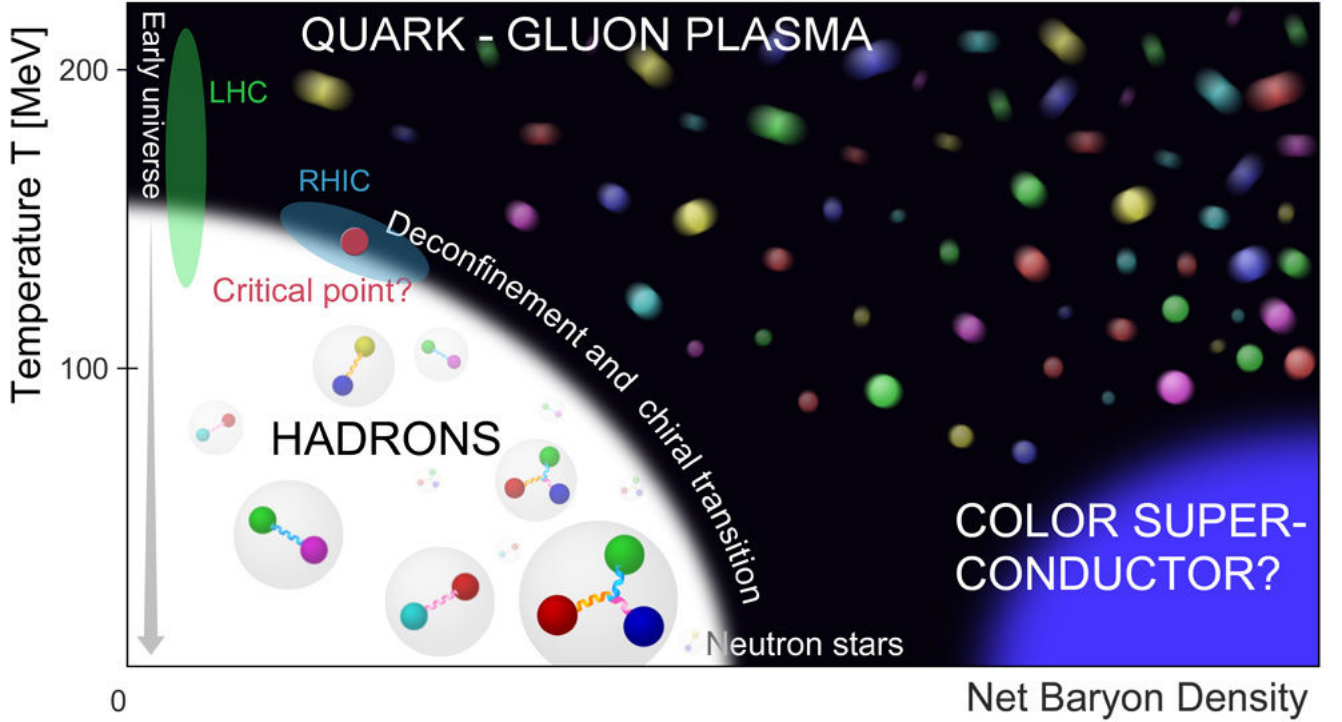
Je vais maintenant donner quelques détails sur le QGP et ses observables afin de pouvoir dans un deuxième temps donner les objectifs de la thèse.

## 1 Le Plasma de Quarks et gluons (QGP)

Dans les collisionneurs, on parle de la création d'un plasma lorsque l'on passe de la matière hadronique à un milieu dans lequel les quarks sont déconfinés. Ce déconfinement est la conséquence d'un écrantage de l'interaction lié à la grande densité de matière hadronique. (le même phénomène existe pour l'interaction électromagnétique). Ainsi une charge de couleur peut se déplacer plus ou moins librement dans le milieu. Sur la figure 2 on peut voir le diagramme des phases de la matière hadronique.

Comme on peut le voir sur ce schéma, l'un des intérêts des collisions faites au LHC est de reproduire les conditions présentes dans l'univers primordial et ainsi mieux connaître l'histoire de l'univers.

Plusieurs observables peuvent être utilisées pour détecter la formation de ce plasma. Pour



**Figure 2** – Diagramme des phases pour la matière hadronique. Les cas particuliers du LHC et de l’univers primordial se trouvent à haute température et faible densité baryonique

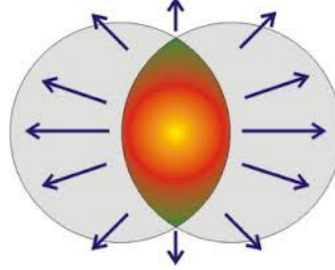
commencer, on peut essayer de mesurer sa température par le biais des photons thermiques produit par le milieu. La température (moyennée sur un intervalle de temps) mesurée au LHC est d’environ 300 MeV tandis que celle au RHIC est de 220 MeV [4]. La QCD sur réseau prédit une température critique  $T_c \in [170, 200]$  MeV [5], température à laquelle la transition de phase a lieu. La phase de QGP semble donc atteinte au LHC ainsi qu’au RHIC. Il faut cependant garder en tête que cette température critique est évaluée par la QCD sur réseau pour un plasma statique et en équilibre thermodynamique global. Dans les expériences du LHC il n’est même pas certain qu’un équilibre local soit atteint et le milieu est en rapide expansion.

L’écrantage de couleur demandant une densité et un nombre de particules important, on s’attend à des comportements collectifs en présence d’un plasma. Des observables typiques de ce comportement collectif sont les  $v_i$  avec  $i \in [1, +\infty]$ . Ces  $v_i$  sont les coefficients associés à la décomposition de Fourier des corrélations angulaires des particules dans le plan transverse :

$$\left\langle \frac{dN_{\text{paires}}}{d\Delta\phi} \right\rangle \propto 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \langle v_n^2 \rangle \cos(n\Delta\phi) \quad (1)$$

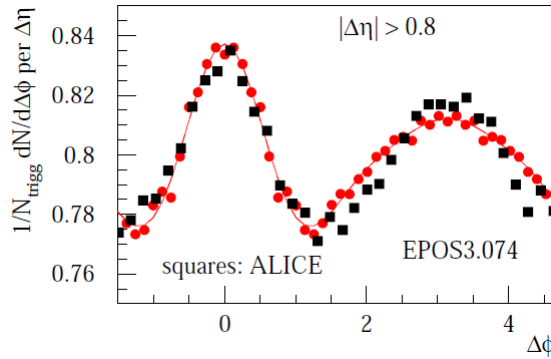
L’interprétation de ces corrélations dans l’état final est la suivante. Si il y a une anisotropie dans la distribution initiale de matière, il y aura alors un gradient de pression. Cela va donner naissance à un flow anisotropiques et cette asymétrie se retrouvera dans les spectres finaux de particules. Le  $v_2$ , aussi appelé flow elliptique correspond à une distribution initial de matière

en forme d'amende (figure 3). Le  $v_3$  correspond à une forme triangulaire etc...



**Figure 3** – Distribution elliptique de la matière suite à la collision de 2 noyaux. La longueur des flèches représente l'amplitude de la pression en fonction de l'angle dans le plan transverse

Pour le cas du  $v_2$ , la pression est grande pour la direction droite et gauche (sur la figure). On aura donc plus de particules avec une impulsion transverse ( $p_t$ ) de quelques GeV dans la direction droite et gauche. Donc la corrélation angulaire entre deux particules de  $p_t$  moyen aura un pic à  $\Delta\phi = 0$  et  $\Delta\phi = \pi$ , figure 4.



**Figure 4** – Flow elliptique [6]

Dans les générateurs d'événements tels que EPOS, les comportements collectifs sont reproduits à l'aide de modèles hydrodynamiques.

Finalement, un autre moyen d'étudier le plasma est l'utilisation de sondes dures (hard probes). Les sondes dures sont des particules très énergétiques créées lors de la collision de deux partons provenant des hadrons incidents. La probabilité pour ces particules d'être créées dans le plasma est négligeable, car trop énergétiques. On peut distinguer deux types de sondes dures :

1. Celles qui portent une charge de couleur : charms, bottoms, gluons de haut  $p_t$
2. Celles qui ne portent pas de charge de couleur : photons

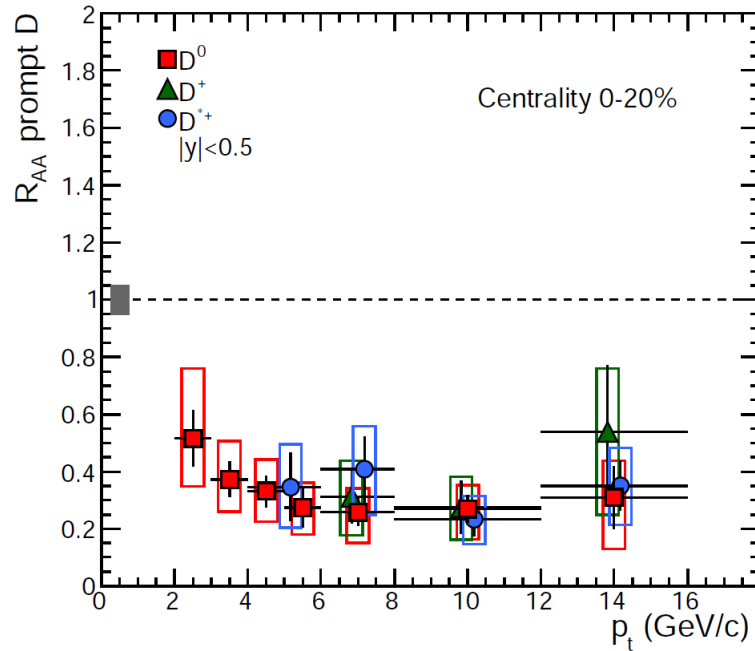
Si un plasma est créé, les sondes dures chargées, ainsi que les particules associées, vont traverser ce milieu dense et y perdre de l'énergie. Les interactions avec ce milieu vont modifier les spectres obtenus dans le cas d'une production dans le vide. Ainsi, en comparant les spectres obtenus pour une collision AB avec ceux des collisions pp (dans lesquelles on suppose qu'il n'y a pas

création d'un milieu, ce qui n'est peut être pas exacte) on peut voir s'il y a eu création d'un milieu. En utilisant des modèles que l'on compare aux spectres obtenu dans la collision AB, il est possible d'extraire certaines propriétés de ce milieu telle que sa température.

L'une des observables la plus regardée pour la perte d'énergie des sondes dures colorées dans le milieu est le facteur de modification nucléaire ( $R_{AA}$ ) :

$$R_{AA}(\eta, p_t) \hat{=} \frac{1}{N_{coll}} \frac{\frac{dN}{d^2p_t d\eta}|_{AA}}{\frac{dN}{d^2p_t d\eta}|_{pp}} \quad (2)$$

Dans cette formule,  $N_{coll}$  correspond au nombre de collisions binaires pour les nucléons.



**Figure 5** – RAA pour les mesons D dans les collisions PbPb, Alice [7]

S'il y a perte d'énergie, le  $p_t$  des particules va être diminué. On s'attend donc à trouver moins de particules à moyen  $p_t$ , c'est à dire un  $R_{AA}$  inférieur à 1. Le  $R_{AA}$  pour les mésons D au LHC est présenté sur la figure 5. Comme d'habitude, il faut garder à l'esprit que les effets sont nombreux et que l'observation d'un  $R_{AA}$  inférieur 1 ne suffit pas à prouver la présence d'un QGP. Entre autre, si pour une raison ou une autre il y a 2 fois moins de charmes créés par collision binaire, alors le  $R_{AA}$  sera inférieur à 1 même si il n'y pas pas de perte d'énergie.

Pour l'étude de la perte d'énergie, on peut également regarder les corrélations entre sondes dures ou entre une sonde dure et un hadron. La modification de ces corrélations dans les collisions AB peut également fournir des informations sur le milieu créé et les mécanismes de perte d'énergie dans ce milieu [8, 9].

L'avantage des sondes dures pour l'étude du plasma est le grand contrôle que l'on a dessus. On

sait quand elles sont créées (dans les premiers instants de la collision car  $t_{\text{création}} \sim \hbar/E_{\text{particule}}$ ) et les calculs peuvent être fait avec la pQCD.

## 2 Objectifs de la thèse et travail effectué

La volonté d'EPOS est d'avoir une description complète et unifiée des collisions pp, pA et AA dans le but d'étudier le plasma de façon cohérente. Un code hydrodynamique est implémenté, permettant de reproduire les comportements collectifs. Ce générateur d'événements a déjà démontré sa capacité à reproduire différents types d'observables<sup>1</sup>, et il est clair qu'un des ingrédients manquant était la production de sondes dures. L'objectif principal de ma thèse est l'implémentation des sondes dures dans EPOS, le but étant de les utiliser ultérieurement pour l'étude des collisions pA et AA. Mais l'implémentation de ce type de particules peut être utile également pour d'autres études. Par exemple on peut les utiliser pour étudier les PDFs ou la matière froide. Plus de détails seront données dans le chapitre sur les sondes dures. Le travail de ma thèse peut être divisé en plusieurs étapes :

1. Implémentation des sondes dures et comparaison à la distribution charm vs  $p_t$  faite par Matteo Cacciari [18].
2. Comparaison aux données en pp pour vérifier qu'il n'y a pas de problème + modifications nécessaires
3. Utilisation des sondes dures en pp : études des interactions multiples et des corrélations de quarks lourds.

Je vais tenter d'éclaircir les points précédents. Quand j'ai commencé la thèse, il y avait déjà un squelette pour le charm dans EPOS. La comparaison avec les données était mauvaise, ce qui est normal puisque personne n'avait encore vraiment travaillé dessus.

D'où l'étape 1, où il m'a fallu comprendre ce qui était déjà implémenté, voir si c'était pertinent et réfléchir à d'éventuels ajouts. Pour comprendre certains choix, il est nécessaire de préciser le contexte. EPOS étant un code en construction, les commentaires sont rares. De plus la personne ayant implémenté le squelette pour le charm et plus globalement la partie pQCD du code n'était pas vraiment disponible pour répondre aux questions. L'étape 1 a donc été assez longue puisque qu'il m'a fallu comprendre le code avec l'aide des quelques commentaires et des connaissances générales de Klaus sur cette partie. Une partie de mon travail a donc été un travail d'éclaircissement. Il y a aussi des morceaux de code (pour le charm) dont je n'ai jamais compris la raison d'être. Par exemple, les saveurs légères et le charm n'étaient pas traités de la même façon pour des raisons que je ne comprenais pas. Dans ces cas, j'ai fais le choix de tout simplement supprimer ces morceaux. Le but était d'avoir un code plus unifié, plus simple et que je comprenais entièrement, quitte à devoir de nouveau le complexifier par la suite. Finalement cette première étape de vérification/compréhension m'a également demandé un travail sur le traitement des interactions multiples dans EPOS.

---

1. Ce critère est très important car en général plusieurs modèles très différents peuvent reproduire la même observable. Mais la comparaison à plusieurs observables pour le même modèle avec les mêmes paramètres est très fortement discriminatoire.

Une fois la comparaison avec le spectre en  $p_t$  devenue acceptable (moins d'un facteur 2 de différence, sauf pour les bas  $p_t$ ), on a commencé à regarder plus d'observables (mésons D, multiplicité) dans le but de vérifier que tout allait bien. Il est important de préciser que dans ce cas, reproduire les observables était le but en soit, et non pas de faire des conclusions physiques. Une trop grande différence avec les observables "basiques" permettant de détecter une erreur d'implémentation.

Finalement, la dernière étape consiste à faire des études plus détaillées sur la production du charm. Cette fois, on peut commencer à commenter la physique et les modèles utilisés.

### Plan :

Avant d'expliquer en détail la production de sondes dures dans le cadre d'EPOS, un certain nombre d'outils théoriques vont être introduits dans le premier chapitre. Dans le second, une présentation générale d'EPOS sera faite. On parlera entre autre du formalisme pour les interactions multiples et des pomerons. Un travail effectué sur ces pomerons sera présenté chapitre 3. Le travail sur les charms et les photons sera présenté chapitres 4 et 5. Finalement, un retour sur la cascade partonique (on en parlera déjà dans le quatrième chapitre) sera fait dans le dernier chapitre. Ce sera l'occasion de présenter de nouveaux résultats et d'avoir une discussion un peu plus poussée sur ce sujet.



---

---

# Chapitre I

---

## Modèle des partons, chromodynamique quantique et autres théories pour la physique des collisionneurs

### 1 Petit historique de l'interaction forte

*Remarque : pour cette introduction historique je me suis entre autre inspiré du document de P.Aurenche[10].*

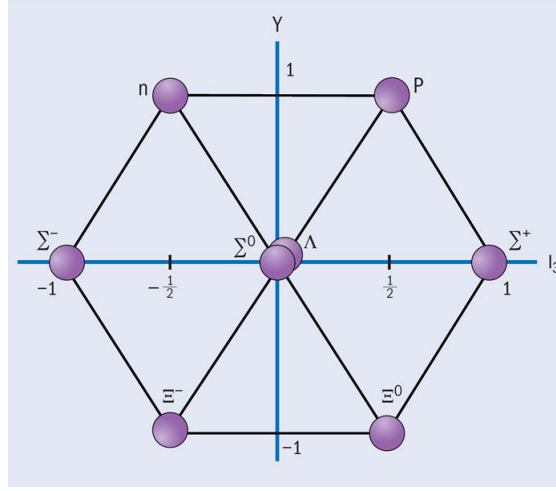
En 1932, James Chadwick confirme l'existence du neutron. Dans le début des années 30, l'état des connaissances est donc que le noyau est composé de protons et de neutrons qui sont considérés, avec l'électron et le photon, comme des particules élémentaires. La question de la stabilité du noyau se pose car il devrait être désintégré par la répulsion coulombienne des protons. Les physiciens sont donc obligés de conclure à l'existence d'une interaction qu'ils nommeront interaction forte.

Les années 1950 voient le développement des accélérateurs de particules et au début des années 1960, une centaine de particules sensibles à l'interaction forte, appelées hadrons, ont été découvertes dans les accélérateurs. Certaines sont aussi découvertes dans les rayons cosmiques comme les mésons K.

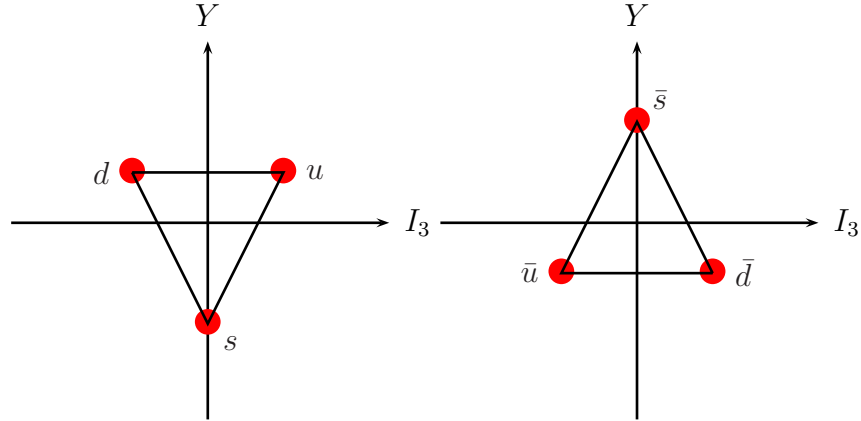
Les hadrons peuvent être séparés en 2 groupes : les mésons, de spin entier et les baryons, de spin demi-entier. En 1961, cherchant une explication plus fondamentale à cette quantité de hadrons découverts, M.Gell-Mann et Y.Ne'eman vont réussir à décrire le spectre de particules observées à partir du groupe  $SU(3)$  (groupe des matrices unitaires et de déterminant 1). Les baryons sont membres des représentations octets (dimension 8) et décuplets (dimension 10) du groupe  $SU(3)$  tandis que les mesons sont membres des représentations octets et singlet (dimension 1). Ce modèle appelé eighfold way permet la prédiction du baryon  $\Omega^-$  (il manquait cette particule pour compléter un des décuplets) qui fut découverte en 1964 au Brookhaven National Laboratory par N.Samios et son groupe. Mais aucune particule appartenant à la représentation fondamentale de  $SU(3)$ , appelée triplet, ne fut découverte.

En 1964, M.Gell-Mann et indépendamment S.Zweig proposent le modèle des quarks. Dans ce modèle, les hadrons sont des particules composites et non plus des particules élémentaires. Ils sont composés de particules élémentaires, appelées quarks, qui appartiennent à la représentation fondamentale de  $SU(3)$ . Les mesons, composés d'un quark et d'un anti-quark appartiennent





**Figure I.1** – représentation octet  
 $I_3$  est la composante 3 de l'isospin et  $Y$  l'hypercharge



**Figure I.2** – représentation triplet et anti-triplet

aux représentation irréductibles du produit direct du triplet et de l'anti-triplet :

$$3 \otimes \bar{3} = 8 \oplus 1 \quad (\text{I.1})$$

tandis que pour les baryons composés de 3 quarks on a :

$$3 \otimes 3 \otimes 3 = 10 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 1 \quad (\text{I.2})$$

Excepté pour le singlet de baryon, le modèle des quarks est en accord avec le modèle eightfold way : les mesons appartiennent aux représentations singlets et octets tandis que les baryons appartiennent aux représentations octets et décuplets.

Le proton correspond à l'état lié  $uud$  tandis que pour le neutron on a l'état lié  $udd$ . Pour reproduire les spins et charges des hadrons, les quarks doivent être des fermions avec une charge électrique fractionnaire de celle de l'électron. En plus des quarks up, down et strange, 3 autres seront nécessaires suite à la découverte de nouvelles particules. Aujourd'hui on peut

2.4 MeV $\frac{2}{3}$ $\frac{1}{2}$ <b>u</b> up	1.27 GeV $\frac{2}{3}$ $\frac{1}{2}$ <b>c</b> charm	171.2 GeV $\frac{2}{3}$ $\frac{1}{2}$ <b>t</b> top
4.8 MeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ <b>d</b> down	104 MeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ <b>s</b> strange	4.2 GeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ <b>b</b> bottom

**Figure I.3** – Les 6 saveurs de quarks

faire le tableau suivant :

On pourra noter que :

$$\frac{\text{masse}(\text{charm})}{\text{masse}(\text{up})} \simeq 300 \quad (\text{I.3})$$

La grande nouveauté du modèle des quarks est que les hadrons sont des particules composites. En 1968, la structure granulaire du proton sera mise en évidence dans la diffusion d'un électron sur ce dernier à l'accélérateur linéaire du SLAC par Friedman, Kendall, Taylor *et al.* . Suite à cette découverte, R.P.Feynman et J.D.Bjorken fonderont en 1969-1972 le modèle des partons. Dans ce modèle, les hadrons sont composés de particules appelées partons qui interagissent peu entre elles (cf section 2)

La pièce manquante de cette introduction est bien sur la couleur. La découverte de baryons composés de quarks ayant tous la même saveur, comme  $\Omega^- = sss$ , s'accompagne d'un problème. Dans l'état fondamentale, la fonction d'onde spatiale du  $\Omega^-$  est symétrique, de plus les spins ont tous les 3 la même orientation ce qui donne une fonction d'onde spinorielle symétrique. La fonction d'onde totale est donc symétrique, contrairement au principe Pauli qui demande que l'échange de 2 fermions change le signe de la fonction d'onde. En 1971, M.Gell-Mann et H.Fritzsch introduisent un nouveau nombre quantique conservé : la couleur. Il n'y a plus 3 mais 9 quarks de couleur rouge, bleu ou verte et les fonctions d'ondes des baryons seraient complètement anti-symétriques sous la couleur, ce qui donne une fonction d'onde totale anti-symétrique, en accord avec le principe de Pauli.

L'introduction de la couleur a été un succès et a permis l'explication de certaines observations expérimentales pour lesquelles les autres théories ne fonctionnaient pas. Une des plus connues étant la mesure du ratio  $\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadron})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = 2$  et dont le calcul donnait  $2/3$ . L'introduction apporta un facteur 3.

Finalement, en 1972, M.Gell-Mann et H.Fritzsch interprètent le groupe de couleur,  $SU(3)_c$ , comme un groupe de jauge [2]. Sur le modèle de l'électrodynamique quantique (QED), ils fondent la chromodynamique quantique ou QCD pour Quantum ChromoDynamics. Dans cette théorie de jauge non abélienne, les quarks, particules colorées, interagissent en échangeant des gluons qui sont les bosons de jauge de la théorie. Peu de temps après en 1973, Gross et

Wilczek continuent la construction de la QCD et montrent qu'elle est asymptotiquement libre [3]. Politzer et 't Hooft feront aussi des travaux sur ce sujet.

Aujourd'hui, la physique hadronique est étudiée dans les collisionneurs tel le LHC où les énergies disponibles ( $\sqrt{s} \sim \text{TeV}$ ) permettent l'étude de nouveaux phénomènes. La QCD a grandement améliorée notre compréhension de la physique des particules et semble être la bonne théorie pour l'interaction forte. Malgré tout, notre compréhension de certains phénomènes doit encore être améliorée. Ainsi, l'étude du Plasma de Quark et Gluon, le shadowing ou encore le confinement sont aujourd'hui des champs de recherche actifs.

## 2 Modèle des partons

Plusieurs faits expérimentaux ont contribué à la construction du modèle des partons :

1. Découverte de la structure granulaire du proton
2. Les collisions proton-proton avec une énergie dans le centre-de-masse supérieure à 10 GeV
3. Les diffusions profondément inélastiques (DIS) faites au SLAC

Dans les collisions proton-proton, la plupart des pions détectés avaient leur impulsion colinéaire à l'axe de la collision, ce qui s'interprétait en disant qu'un proton est un état faiblement lié. Des expériences de collision profondément inélastique furent faites au SLAC dans l'idée de confirmer cette image du proton (voir le début du chapitre 14 du Peskin et Schröder[Peskin]). Dans les expériences de DIS, un flux d'électrons (ou de muons) très énergétique est envoyé sur une cible d'hydrogène. Contrairement à l'image du proton fait de constituants interagissant peu, les expériences montrèrent que les électrons interagissaient beaucoup avec le proton et que leurs distributions après la collision étaient similaire au cas d'une interaction avec une particule ponctuelle chargée. R. P. Feynman et J. D. Bjorken expliquèrent ces résultats avec le modèle des partons. Dans ce modèle, les hadrons sont fait de partons qui interagissent faiblement entre eux par interaction forte. De plus, les partons (ou du moins certains) portent une charge électrique ce qui leur permet également d'interagir de façon importante avec les électrons. Plus tard, les partons seront identifiés avec les quarks et les gluons.

Je vais donc introduire le modèle des partons au travers de la collision profondément inélastique présentée à la figure I.4.

Dans ce modèle l'interaction complexe entre l'électron et le proton est décomposée en une interaction basique, calculable en QED, entre l'électron et un parton (quark, antiquark mais pas les gluons). Elle est souvent appelée interaction partonique, cf figure I.5. Sur cette figure  $q = k' - k$  est la quadri-impulsion du photon virtuel,  $k$  et  $k'$  celles de l'électron entrant et sortant. La quadri-impulsion du proton est notée  $P$ .

La cinématique utilisée pour le modèle des partons se justifie dans le référentiel d'impulsion infinie (infinite momentum frame) qui correspond à :

$$\mathbf{P} \rightarrow \infty \tag{I.4}$$

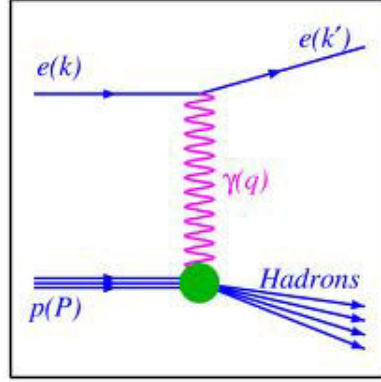


Figure I.4 – DIS

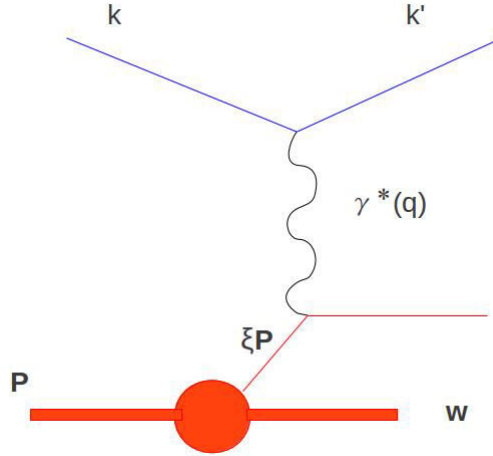


Figure I.5 – collision partonique

$\mathbf{P}$  étant la norme de l'impulsion du proton. Le choix de ce référentiel permet d'écrire :

$$P = (\sqrt{\mathbf{P}^2 + m^2}, 0, 0, \mathbf{P}) \simeq (\mathbf{P}, 0, 0, \mathbf{P}) \quad (\text{I.5})$$

$$p = \xi P \quad (\text{I.6})$$

où  $p$ , la quadri-impulsion du quark (anti-quark), correspond à une fraction,  $\xi$ , de celle du proton. L'impulsion transverse des partons dans le hadron est donc négligée<sup>1</sup>. On voit ici l'intérêt du référentiel d'impulsion infinie, car cette approximation n'aurait pas de sens dans le référentiel de masse du proton.

Le seconde approximation que permet ce choix de référentiel est la suivante : durant l'interaction entre le photon virtuel et le quark (anti-quark), les constituants du proton n'ont pas le temps d'interagir. De façon plus forte, leur dynamique est figée, ce qui implique que tout ce qui les

1. C'est une bonne approximation pour le référentiel du laboratoire au LHC puisque l'énergie dans le centre de masse est de 7 TeV tandis que l'impulsion transverse est estimée à une centaine de MeV [11]

## Chapitre I. Modèle des partons, chromodynamique quantique et autres théories pour la physique des collisionneurs

---

caractérise ne change pas durant l'interaction partonique. En effet :

$$\Delta t_{interaction} \sim 1/\Delta E, \quad \Delta t_{fluctuation} \sim \gamma/k_t \quad (\text{I.7})$$

$k_t$  étant l'impulsion transverse d'un parton dans le proton et  $\Delta E$  est l'énergie échangée durant l'interaction.  $\Delta t_{fluctuation}$  est associé à des processus telle que la fluctuation d'un gluon en une paire  $q\bar{q}$ . Le  $\Delta t_{interaction}$  pour l'interaction du photon avec le proton est bien inférieur aux autres temps mis en jeu.

Pour des raisons similaires, on considère que l'hadronisation n'influence pas la collision partonique car elle se passe beaucoup plus tard. Les partons sont donc vu comme des particules élémentaires quasi-libres.

Pour terminer la cinématique, on notera :

$$-q^2 = Q^2 > 0 \quad (\text{I.8})$$

$$\nu = P.q \quad (\text{I.9})$$

$$x = \frac{Q^2}{2P.q} \quad (\text{I.10})$$

$$y = \frac{P.q}{k.q} \quad (\text{I.11})$$

$$0 \leq x, y \leq 1 \quad (\text{I.12})$$

Voir figure I.5 pour les notations. La quadri-impulsion du photon virtuel peut s'écrire :

$$q^\mu = \nu n^\mu + q_t^\mu \quad (\text{I.13})$$

$$n^\mu = \left(\frac{1}{2P}, 0, 0, \frac{1}{2P}\right) \quad (\text{I.14})$$

$$q_t^\mu = (0, \vec{q}_t, 0) \quad (\text{I.15})$$

La variable  $Q^2 = -q^2 = q_t^2$ , appelée virtualité, caractérise le régime dans lequel on se trouve. Pour des valeurs de la virtualité suffisamment grandes les calculs perturbatifs seront possible (voir section 3.2). Dans le cas contraire, on sera dans le régime non-perturbatif.

La section efficace de la DIS d'un électron sur un proton est donnée par :

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dx}(e^-(k) + P \rightarrow e^-(k') + X) = \sum_i \int_0^1 d\xi q_i(\xi) \frac{d^2\hat{\sigma}}{dQ^2 dx}(e^-(k) + p_i \rightarrow e^-(k') + p'_i) \quad (\text{I.16})$$

où l'indice  $i$  dénote toutes les saveurs de quarks et antiquarks possibles et  $\hat{\sigma}$  est la section efficace pour la collision partonique.  $q_i(\xi)d\xi$  correspond à la probabilité (qui n'est pas normalisée à 1) de trouver un quarks de saveur  $i$  avec une fraction d'impulsion comprise entre  $\xi$  et  $\xi + d\xi$  dans le proton. On suppose que ces fonctions ne dépendent pas du type de hadron. Une fois déterminées expérimentalement, elles peuvent être utilisées pour n'importe quelle collision hadronique.

En se référant à [Ellis] on a :

$$\frac{d\hat{\sigma}}{dQ^2}(e^-(k) + p_i \rightarrow e^-(k') + p'_i) = \frac{2\pi\alpha^2 e_q^2}{Q^4} [1 + (1 - y)^2] \quad (\text{I.17})$$

avec  $\alpha$  la constante de couplage électromagnétique et  $e_q$  la charge électrique du quark  $q$ . La virtualité et la masse des partons étant négligées et utilisant la conservation de la quadri-impulsion on a :

$$p_i + q = p'_i \quad (\text{I.18})$$

$$2\xi P \cdot q - Q^2 = 0 \quad (\text{I.19})$$

$$(\text{I.20})$$

et on en déduit donc :

$$\xi = \frac{Q^2}{2P \cdot q} = x \quad (\text{I.21})$$

On peut donc écrire :

$$\frac{d^2\hat{\sigma}}{dQ^2 dx}(e^-(k) + p_i \rightarrow e^-(k') + p'_i) = \frac{2\pi\alpha^2 e_q^2}{Q^4} [1 + (1-y)^2] \delta(x - \xi) \quad (\text{I.22})$$

On peut également paramétrer la section efficace grâce aux fonctions de structure du proton dans lesquelles toute notre ignorance sur l'interaction entre une particule élémentaire et une particule composite va être mise :

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dx} = \frac{4\pi\alpha^2 e_q^2}{Q^4} \left[ [1 + (1-y)^2] F1 + \frac{1-y}{x} (F2 - 2xF1) \right] \quad (\text{I.23})$$

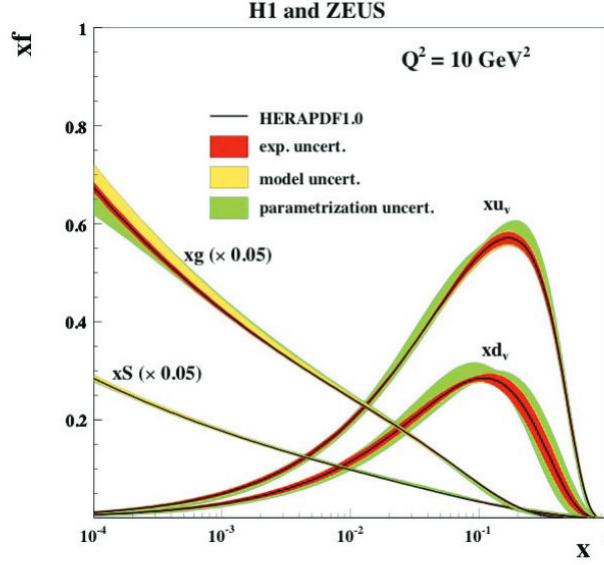
Parce que l'interaction faible n'est pas prise en compte, il n'y a que 2 fonctions de structure. Cette paramétrisation est la plus générale possible. En comparant avec (I.16) on trouve :

$$F2(x) = 2xF1(x) = \sum_i e_i^2 x \int_0^1 d\xi q_i(\xi) \delta(\xi - x) = \sum_i e_i^2 x q_i(x) \quad (\text{I.24})$$

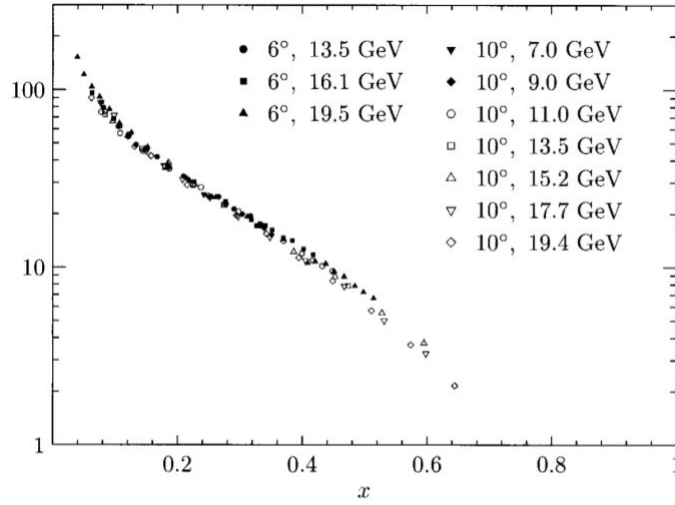
avec comme d'habitude l'indice  $i$  qui correspond à toutes les saveurs de quarks possibles. Les fonctions  $xq_i(x)$  sont appelées fonctions de distribution partonique (PDF), figure I.6.

*Attention : par abus de langage, les fonctions  $q_i(x)$  sont également appelées fonction de distribution partonique. On les notera pdf tandis que les fonctions  $xq_i(x)$  sont notées PDF*

On remarque que les fonctions de structure du proton ne dépendent pas de  $Q^2$ , ce qui est appelé la propriété d'échelle de Björken (Björken scaling), figure I.7. Cela signifie que les cibles (les partons) n'ont pas de structure. En effet si on envoie un électron au même point  $z$  mais avec un angle différent ( $\tan(\theta) \propto Q^2$ ) sur quelque chose sans structure, disons un mur parfaitement plat avec aucune granularité, l'électron va toujours rebondir de la même façon (c'est à dire avec un angle de sortie égal à celui d'entrée). Il n'y a donc pas de dépendance en  $Q^2$ . Au contraire,



**Figure I.6** – fonction de distribution pour les gluons, le quark strange et les quarks de valence u et d [14]



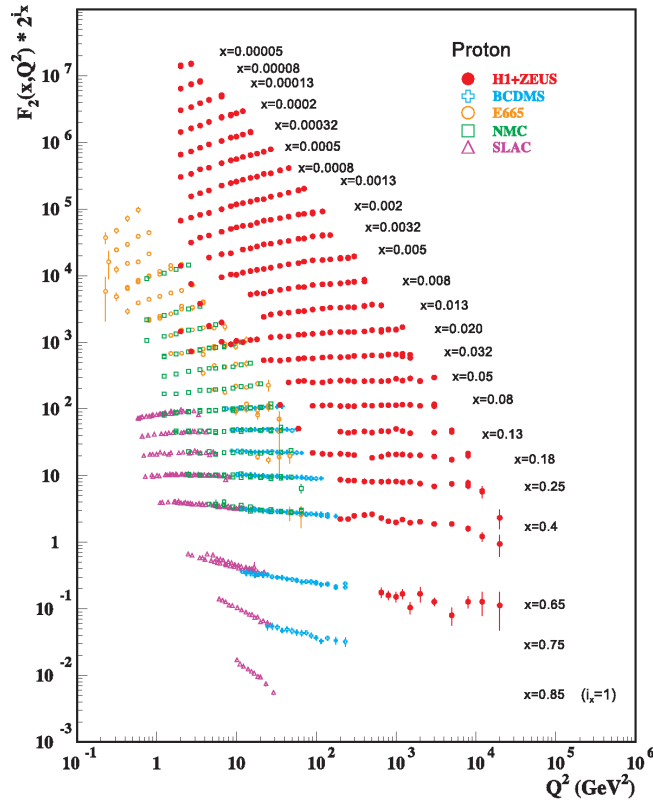
**Figure I.7** – Propriété d'échelle de Björken : pour un  $x$  donné, les points semblent être les mêmes pour différentes valeurs de  $Q^2$ .

si il y a une granularité au point d'impact, suivant l'angle et donc de  $Q^2$ , la façon de rebondir ne sera pas la même; le mur a une structure. En général on ne résonne pas avec l'électron mais directement avec le photon virtuel. On considère que ce photon virtuel peut être traité comme une particule réelle et on lui associe la longueur d'onde de Compton dans la direction transverse :

$$\lambda_t = \frac{\hbar}{q_t} \quad (\text{I.25})$$

Ce  $\lambda_t$  correspond à son pouvoir de résolution dans le plan transverse. Différentes valeurs de  $Q^2 = q_t^2$  correspondent à différents pouvoirs de résolution. Donc une invariance de la fonction de structure avec  $Q^2$  signifie que la cible n'a pas de structure. Attention, le fait que les partons n'aient pas de structure ne signifie pas qu'ils n'ont pas d'extension spatiale. Leur taille transverse est même plutôt grande vu leur faible impulsion transverse dans le proton (quelques centaines de MeV [11]).

Ce ne sera plus le cas dans les calculs de QCD au second ordre où les fonctions de structures auront une dépendance logarithmique en  $Q^2$ , figure I.8.



**Figure I.8** — Violation de la propriété d'échelle de Björken : Pour un  $x$  donné, on voit la dépendance de la fonction de structure en  $Q^2$ . Références : H1 and ZEUS F.D. Aaron et al., JHEP 1001, 109 (2010) ; BCDMS A.C. Benvenuti et al., Phys. Lett. B223, 485 (1989) ; E665 M.R. Adams et al., Phys. Rev. D54, 3006 (1996) ; NMC M. Arneodo et al., Nucl. Phys. B483, 3 (1997) ; SLAC L.W. Whitlow et al., Phys. Lett. B282, 475 (1992).

Pour terminer avec le modèle des partons, il est nécessaire de parler des fonctions de distribution partonique et de la preuve de l'existence des gluons. On peut décomposer les pdf(s) de



la façon suivante pour le proton :

$$u(x) = u_v(x) + u_{sea}(x) \quad (\text{I.26})$$

$$d(x) = d_v(x) + d_{sea}(x) \quad (\text{I.27})$$

$$\bar{u}(x) = u_{sea}(x) \quad (\text{I.28})$$

$$\bar{d}(x) = d_{sea}(x) \quad (\text{I.29})$$

$$s(x) = \bar{s}(x) = s_{sea}(x) \quad (\text{I.30})$$

avec l'indice  $v$  pour les quarks de valence. On a donc pour la fonction de structure du proton :

$$F_2^p(x) = \frac{4}{9}(u_v(x) + 2u_{sea}(x)) + \frac{1}{9}(d_v(x) + 2d_{sea}(x)) + \frac{1}{9}(2s_{sea}(x)) \quad (\text{I.31})$$

En faisant différentes mesures de sections efficaces, il est possible de déterminer les pdf(s). On doit ensuite pouvoir vérifier les règles de somme (ici pour le proton u-u-d) :

$$\int_0^1 dx u_v(x) = 2 \quad (\text{I.32})$$

$$\int_0^1 dx d_v(x) = 1 \quad (\text{I.33})$$

De plus, on peut calculer la fraction d'impulsion du proton portée par l'ensemble des quarks et des anti-quarks en utilisant les pdf(s) déterminés expérimentalement. On trouve alors :

$$\int_0^1 dx x \sum_i q_i(x) \simeq 0,5 \quad (\text{I.34})$$

Ce qui montre que les particules électriquement chargées ne portent que la moitié de l'impulsion du proton, l'autre moitié doit donc être portée par des constituants électriquement neutre : les gluons.

Le modèle des partons tel que décrit ci-dessus est une première approximation pour les collisions d'une particule chargée sur un hadron, mais un certain nombre de caractéristiques importantes sont manquantes. Pour obtenir une dépendance en  $Q^2$  des fonctions de structure ou de la constante de couplage (liberté asymptotique) il est nécessaire de faire des calculs plus précis.

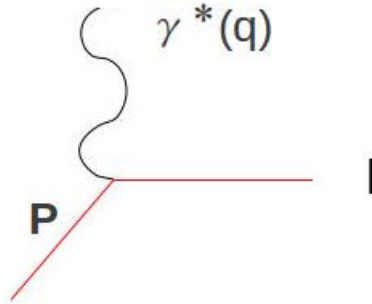
### 3 QCD et le modèle des partons amélioré

Le modèle des partons amélioré ne correspond pas à la QCD dans sa globalité. Ce sont des calculs perturbatifs (pQCD) venant du lagrangien de QCD. Dans la sous-section 3.2, on rappelle que ces développements perturbatifs ne sont valables que dans le cadre de processus "durs" ( $Q^2 > \text{quelques GeV}^2$ ). La QCD décrit et les processus durs et les processus mous. Il est possible de faire des calculs de QCD sans avoir recours à la pQCD, c'est ce que fait la QCD sur réseau (qui nécessite de grandes ressources informatiques). Dans ce cas, il est donc possible de décrire les phénomènes basse énergie de QCD et de faire, par exemple, des prédictions sur la température de transition de phase pour le plasma de quarks et gluons. Dans les sous-sections qui suivent, je ne vais en fait parler que de pQCD.

### 3.1 Violation de la propriété d'échelle de Björken et les équations DGLAP

Le modèle des partons ne fait pas parti de la QCD dans le sens où les gluons ne jouent aucun rôle et que les sections efficaces sont données par l'électrodynamique quantique. Dans cette section, on va rappeler comment la contribution des gluons et des diagrammes d'ordre supérieur (en  $\alpha_s^3$ ) vont permettre de faire apparaître de nouvelles caractéristiques de la QCD. Dans un premier temps, on va donc s'intéresser aux changements apportés par les corrections d'ordre supérieur. Puis l'équation DGLAP sera discutée. On verra plus tard que les cascades partoniques (section 4) sont basées sur ce formalisme.

On rappelle que pour la DIS dans le modèle des partons, on a le diagramme figure I.9



**Figure I.9** – Diagramme d'ordre le plus bas pour la DIS. Les particules entrantes sont le photon virtuel et le parton de quadri-impulsion  $p$ . La particule sortante est le parton de quadri-impulsion  $l$

et on avait obtenu la **fonction de structure du proton** (I.24). On peut aussi définir la **fonction de structure du quark** :

$$\hat{F}_2(x) = e_q^2 x \delta(1 - x) \quad (\text{I.35})$$

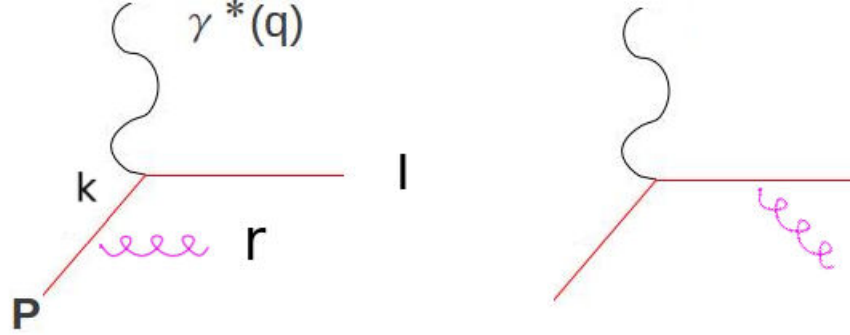
C'est la formule I.9 pour une espèce de quark qui porte toute l'impulsion, soit  $\xi = 1$ . On rappelle que la variable  $x = Q^2/2\nu$  est associée au photon virtuel. On en déduit la distribution du quark à l'intérieur de lui même (et non à l'intérieur du hadron) :

$$\hat{q}(x) = \delta(1 - x) \quad (\text{I.36})$$

On dit que ce quark est nu. On va voir dans un instant que les corrections d'ordre supérieur feront qu'il sera possible de trouver autre chose qu'un quark dans la fonction d'onde du quark. Il sera habillé par d'autre particules autour de lui et aura donc une structure.

Les diagrammes d'ordre supérieur à considérer sont les suivant :  
Commençons par dire que même si ces diagrammes sont d'une puissance supérieure en  $\alpha_s$  ils peuvent être quantitativement aussi grands que celui du premier ordre car ils sont accompagnés d'un grand logarithme. Après calcul on a :

$$\hat{F}_2(x, Q^2) = e_q^2 x (\delta(1 - x) + \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{q \rightarrow qg}(x) \ln \frac{Q^2}{\kappa}) \quad (\text{I.37})$$



**Figure I.10** – A gauche : émission d'un gluon provenant du parton entrant (ISR). A droite émission provenant du parton sortant (FSR)

Le logarithme est apparu suite à l'intégration sur  $k_t = |\vec{k}_t|$ , la norme de l'impulsion transverse du parton  $k$ .  $\kappa$  est un cut-off puisque à priori  $k_t$  peut aller jusqu'à 0 ce qui entraîne une divergence de l'amplitude. La fonction de structure du quark dépend maintenant de la variable  $Q^2$ . Ceci est appelé la violation de la propriété d'échelle de Björken (voir figure I.8). La fonction  $P_{q \rightarrow qg}(x)$  est une des fonctions de splitting :

$$P_{q \rightarrow qg}(x) = P(x) = C_F \frac{1+x^2}{1-x} \quad (\text{I.38})$$

On remarque qu'une autre cause de divergence est  $x \rightarrow 1$  ce qui correspond à l'émission de gluons de très faibles énergies. On peut écrire la nouvelle fonction de distribution pour le quark :

$$\hat{q}(x, Q^2) = \delta(1-x) + \frac{\alpha_s}{2\pi} P(x) \ln \frac{Q^2}{\kappa} \quad (\text{I.39})$$

La dépendance en  $Q^2$  de la fonction de structure a été mise dans la redéfinition de la fonction de distribution des quarks. On voit maintenant qu'il est possible de trouver autre chose qu'un quark dans un quark (car on a plus seulement une fonction delta). En effet un gluon colinéaire au quark a été émis (car l'amplitude est grande pour  $k_t = r_t \rightarrow 0$ ). Le nombre quantique global est toujours celui d'un quark, mais avec un pouvoir de résolution suffisamment grand il sera possible de "voir" le gluon. Comme annoncé précédemment, le quark est maintenant habillé, ce qui lui donne une structure.

La pdf du quark dans le proton est donnée par :

$$q(x, Q^2) = q_0(x) + \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} q_0(\xi) \left[ P\left(\frac{x}{\xi}\right) \ln \frac{Q^2}{\kappa^2} + B \right] \quad (\text{I.40})$$

B correspond à des termes finis et des contributions d'ordre supérieur. A priori,  $q(x, Q^2)$  semble divergente lorsque  $\kappa \rightarrow 0$ . Le principe de la renormalisation consiste à dire que la fonction  $q(x, Q^2)$  est finie. C'est la pdf nue  $q_0(x)$  qui est à la fois non mesurable et infinie. La partie

infinie de cette pdf nue contrebalance la divergence pour au final ne laisser qu'une quantité finie. Ceci peut être exprimé par la relation :

$$q_0(x) = q(x, \mu^2) - \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} q_0(\xi) \left[ P\left(\frac{x}{\xi}\right) \ln \frac{\mu^2}{\kappa^2} + B \right] \quad (\text{I.41})$$

où  $\mu^2$  est l'échelle à laquelle on a choisit de faire cette redéfinition. On l'appelle échelle de factorisation. Dans cette équation, la partie divergente de  $q_0(x)$  est rendue explicite. En insérant I.41 dans I.40 on obtient :

$$q(x, Q^2) = q(x, \mu^2) + \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} q(\xi, \mu^2) P\left(\frac{x}{\xi}\right) \ln \frac{Q^2}{\mu^2} + O(\alpha_s^2) + B \quad (\text{I.42})$$

Dans l'équation ci-dessus, on remarque la disparition du terme en  $\kappa$  lié à la compensation des deux divergences.

En utilisant les équations I.41 et I.37 on trouve pour la fonction de structure du proton :

$$F_2(x, Q^2) = \sum_i e_i^2 x q_i(x, Q^2) \quad (\text{I.43})$$

C'est l'analogue de la formule I.24 pour les calculs à l'ordre 0. Le fait de pouvoir écrire cette formule sous la même forme est appelé factorisation. La divergence (associée à la partie non-perturbative de la QCD  $\equiv$  effet longue distance) a été absorbée dans une redéfinition de  $q(x)$  tandis que la "partie section efficace", c'est à dire  $x \sum_i e_i^2$ , n'a pas changée. Dans certains cas comme la D.I.S, la factorisation peut être prouvée à tous les ordres [21].

Finalement, on remarque que la pdf habillée (par opposition à nue) dans l'équation I.42 ne dépend pas de  $\mu$ . En dérivant cette équation par rapport à  $\ln(\mu^2)$  on obtient :

$$Q^2 \frac{\partial}{\partial Q^2} q(x, Q^2) = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} q(\xi, Q^2) P\left(\frac{x}{\xi}\right) \quad (\text{I.44})$$

où l'on a choisit  $\mu^2 = Q^2$ .

Schématiquement, cette équation correspond à l'équation DGLAP (Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli et Parisi) [17]. L'équation DGLAP est en fait plus compliquée car il faut prendre en compte les différentes contributions venant des quarks et des gluons (dans le cas des collisions hadron-hadron) ce qui donne une équation matricielle. Pour ce qui nous concerne, il n'est pas nécessaire de donner plus de détails. L'équation DGLAP donne donc l'évolution en  $Q^2$  des pdf, mais ne donne pas d'informations sur la distribution initiale des partons dans le hadron. Cette distribution initiale est extraite des données expérimentales, ce qui est fait par exemple par la collaboration CTEQ [22]

Jusqu'à maintenant, on a uniquement parlé de la DIS. Pour les collisions hadroniques on suppose que l'on peut garder cette image simple d'une collision. C'est à dire :

1. Un jeu de pdf pour chacun des 2 hadrons
2. Factorisation : les effets supplémentaires peuvent être incorporés dans la redéfinition de certaines fonctions

## Chapitre I. Modèle des partons, chromodynamique quantique et autres théories pour la physique des collisionneurs

---

Pour les collisions hadron-hadron on a donc la formule de factorisation :

$$\frac{d^3\sigma^{h_1h_2}}{dp_t^2 dx_1 dx_2} = \sum_i \sum_j f_{h_1}^i(x_1, Q_1^2) f_{h_2}^j(x_2, Q_2^2) \frac{d\widehat{\sigma}_{ij}}{dp_t^2} \quad (\text{I.45})$$

$\frac{d\widehat{\sigma}_{ij}}{dp_t^2}$  étant la section efficace partonique différentielle. On peut faire un changement de variables dans le but d'exprimer cette section efficace différentielle en fonction de la rapidité  $y$  des particules sortantes.

$$\frac{d^3\sigma^{h_1h_2}}{dp_t^2 dy_1 dy_2} = \sum_i \sum_j x_1 f_{h_1}^i(x_1, Q_1^2) x_2 f_{h_2}^j(x_2, Q_2^2) \frac{d\widehat{\sigma}_{ij}}{dp_t^2} \quad (\text{I.46})$$

où les fonctions  $f_{h_n}^i$  sont les pdf pour le hadron  $n$ . On remarque que dans le second cas, ce sont les vrais PDF qui interviennent.  $Q_1^2$  et  $Q_2^2$  sont deux échelles d'énergie à déterminer en fonction des autres variables cinétiques et du type de collision.

Dans certains cas, il ne sera pas possible d'avoir une image aussi simple des collisions hadron-hadron. C'est en particulier le cas pour les petits  $x$ . Ce sujet sera abordé à la fin de ce chapitre.

Le point important de cette partie était donc la prise en compte de diagrammes de Feynman d'ordre supérieur, introduisant une dépendance en  $Q^2$  de la fonction de structure du proton. Cette dépendance donne une image plus réelle des hadrons comme étant des objets avec une structure interne. Cette section sera par la suite utilisée pour discuter la simulation des ISR (initial state radiations) et des FSR (final state radiations).

### 3.2 Liberté asymptotique

La liberté asymptotique fait référence à la diminution de la constante de couplage  $\alpha_s(Q^2)$  avec  $Q^2$ , figure I.11s.

$Q^2$  est une échelle à déterminer en fonction du système étudié et le choix n'est pas unique. Lors de l'étude de collisions dans le plasma on aura  $Q^2 \propto T^2$ . Pour la collision de deux partons, on aura  $Q^2 \propto p_t^2$ ,  $p_t$  étant l'impulsion transverse du parton émis. Comme dans le cas de la violation de la propriété d'échelle de Björken, la dépendance en  $Q^2$  vient d'un processus de renormalisation. Dans le cas de la liberté asymptotique, ce sont des divergences ultraviolettes qui ont été absorbées dans une redéfinition de la constante de couplage. On a l'expression analytique suivante :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{4\pi}{(11 - 2n_f/3) \ln(Q^2/\Lambda^2)} \quad (\text{I.47})$$

$$\alpha_s(\Lambda^2) = \alpha_0 \quad (\text{I.48})$$

$n_f$  est le nombre de saveurs et  $\alpha_0$ , la constante de couplage nue, est divergente.

D'autres "constantes" obtiennent également une dépendance en énergie à la suite de calculs aux ordres supérieurs. C'est en particulier le cas pour la masse des particules.

## I.4 Cascades partoniques : Initial State Radiation (ISR) et Final State Radiation (FSR)

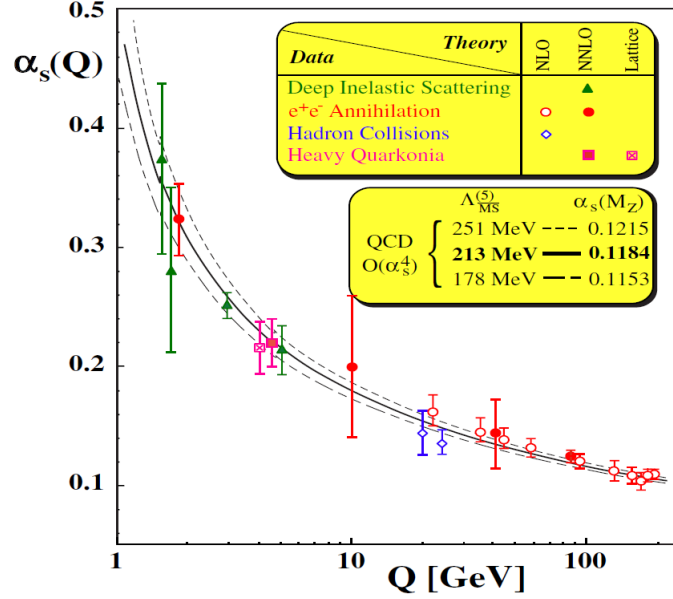


Figure I.11 – Dépendance de  $\alpha_s$  donnée par différents calculs.

## 4 Cascades partoniques : Initial State Radiation (ISR) et Final State Radiation (FSR)

Vocabulaire utilisé :

- Collision dure : Désigne la collision entre deux partons provenant chacun d'un des hadrons/noyaux initiaux. Les sections efficaces sont données par le lagrangien de QCD et cette collision est parfois appelée processus de Born.
- Processus dur : Désigne la collision dure ainsi que les cascades partoniques. C'est à dire tout ce qui est très énergétique et peut être traité perturbativement.

On a vu dans la section précédente que les diagrammes avec émission d'une particule avant (ISR) ou après (FSR) la collision dure pouvaient contribuer de façon non négligeable à la section efficace. Le terme de cascade est employé car certains diagrammes avec plusieurs émissions consécutives vont également contribuer (figure I.12). Ces cascades partoniques sont responsables de la production de partons de bas pt ( $\lesssim$  quelques GeV) et sont particulièrement importantes pour les sondes dures. En effet, celles-ci n'étant par définition produites que pendant le processus dur, une grande majorité des sondes dures de bas pt provient des cascades partoniques. Ce n'est pas le cas des pions qui peuvent être produits dans le milieu (si il y en a un) ou pendant l'hadronisation (non perturbative). La comparaison du spectre bas pt du charm aux données fournira donc un très bon test du traitement des cascades partoniques dans EPOS.

Dans cette section, une description théorique des cascades partoniques va être faite. On donnera également l'idée du fonctionnement des Monte-Carlos.

## 4.1 Cascade spacelike

La cascade spacelike correspond au cas où le parton entrant<sup>2</sup> émet un ou plusieurs partons. Ce parton entrant est spacelike, donnant ainsi son nom à la cascade :

$$p^2 = -Q^2 \quad (\text{I.49})$$

$$Q^2 > 0 \quad (\text{I.50})$$

$p$  étant la quadri-impulsion du parton.

On a vu précédemment que les diagrammes avec un ISR, en  $\alpha_s^3 \ln\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right)$ , pouvait être du même ordre que ceux en  $\alpha_s^2$ . C'est également vrai pour les diagrammes avec  $n$  émissions. Dans l'approximation des logarithmes dominants (leading log, LLA), la section efficace associée à de tels diagrammes est d'ordre :

$$\sigma_n \propto \alpha_s^2 \left( \alpha_s \ln\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right) \right)^n \quad (\text{I.51})$$

Dans cette approximation, la virtualité  $|k_i|^2$  des partons est fortement ordonnée, figure I.12.

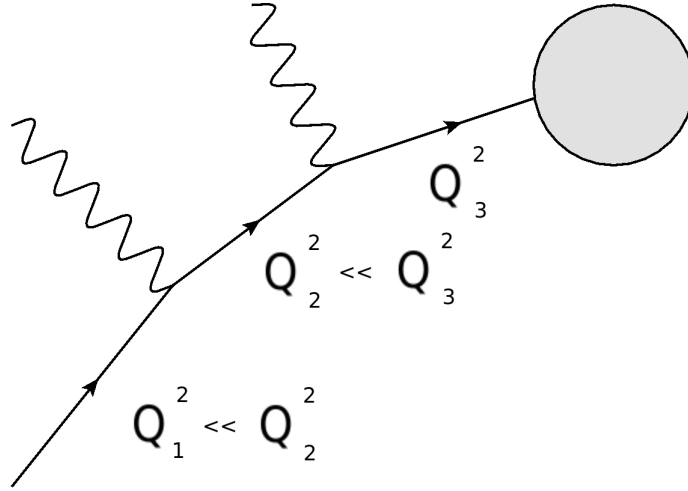


Figure I.12

Le calcul pour le cas électromagnétique est détaillé dans [Peskin]. L'ordre suivant, appelé next leading log (NLL) donnera une contribution pour  $n$  émissions de type :

$$\sigma_n \propto \alpha_s^3 \left( \alpha_s \ln\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right) \right)^n \quad (\text{I.52})$$

Dans le cas LLA, il est possible d'écrire la section efficace  $\sigma_{n+1}$  en fonction de  $\sigma_n$  :

$$d\sigma_{n+1} = d\sigma_n \frac{dQ^2}{Q^2} dz \frac{\alpha_s}{2\pi} \hat{P}_{ba}(z) \quad (\text{I.53})$$

---

2. Celui avant la collision dure. La saveur de ce parton peut changer durant la cascade spacelike.

## I.4 Cascades partoniques : Initial State Radiation (ISR) et Final State Radiation (FSR)

$\sigma_n$ , représentée par la bulle figure I.13, correspond à tout le diagramme restant (incluant donc d'autres émissions).  $\hat{P}_{ba}(z)$  est la fonction de splitting non régularisée et  $z$  la fraction d'énergie emportée par le parton spacelike :

$$z = E_b/E_a \quad (\text{I.54})$$

Dans l'approximation LLA, l'ordonnancement des virtualités permet de faire la simulation de façon itérative. La cinématique usuellement utilisée est :

$$p = (p, 0, 0, p) \quad (\text{I.55})$$

$$n = \left(\frac{1}{2p}, 0, 0, -\frac{1}{2p}\right) \quad (\text{I.56})$$

$$k^\mu = zp^\mu + \frac{k_t^2 - |k|^2}{2z}n^\mu + \vec{k}_t \quad (\text{I.57})$$

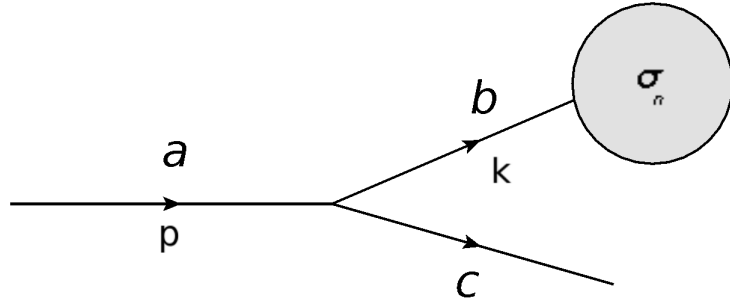


Figure I.13

$p$  est la quadri-impulsion du parton avant l'émission (avant le branchement),  $k$  celle après. On a  $p^2 = Q_1^2 = 0 \ll |k^2| = Q_2^2$ , en accord avec l'approximation LLA. En utilisant la conservation de la quadri-impulsion et en négligeant la masse du parton émis (timelike), on a :

$$q^2 = (p - k)^2 = -|k^2| + \frac{|k^2| - k_t^2}{z} = 0 \quad (\text{I.58})$$

On en déduit :

$$k_t^2 = |k^2|(1 - z) \sim |k^2| \quad (\text{I.59})$$

Pour l'émission suivante on aura  $Q_2^2 \ll Q_3^2$ . En négligeant  $Q_2^2$  on va pouvoir réutiliser exactement la même cinématique. Il est donc assez simple d'implémenter la cascade spacelike au niveau LLA.

La probabilité d'émission, pour  $Q^2$  et  $z$  donnés, est lisible directement sur l'équation (I.53) :

$$\frac{dP(Q^2, z)}{dQ^2 dz} \propto \frac{1}{Q^2} \frac{\alpha_s}{2\pi} \hat{P}_{ba}(z) \quad (\text{I.60})$$

Cette formule n'est pas adaptée pour un Monte-Carlo. Dans la simulation, on part d'une échelle initiale  $Q_0^2$  et l'on veut générer les émissions une par une. Pour le choix de  $Q_1^2$ , on a donc



besoin de la (probabilité d'émission à  $Q_1^2$  et  $z$ )  $\times$  (probabilité de n'avoir aucune émission entre  $Q_0^2$  et  $Q_1^2$ ). Le premier facteur est donné par I.60, le second par le facteur de forme de Sudakov :

$$\Delta(Q_0^2, Q^2) = \exp\left(- \int_{Q_0^2}^{Q^2} \int_{z_-(Q^2)}^{z_+(Q^2)} dz dQ'^2 \frac{dP(Q'^2, z)}{dQ'^2 dz}\right) \quad (\text{I.61})$$

On remarque que le facteur de forme de Sudakov est déjà normalisé. La bonne probabilité est donc donnée par :

$$\frac{dP(Q^2, z)}{dQ^2 dz} \propto \frac{1}{Q^2} \frac{\alpha_s}{2\pi} \hat{P}_{ba}(z) \Delta(Q_0^2, Q^2) \quad (\text{I.62})$$

Une fois les variables  $Q^2$  et  $z$  choisies, la saveur des nouveaux partons est déterminée en utilisant les différentes fonctions de splitting.

## 4.2 Cascade timelike

Les partons émis lors des ISR ou ceux sortant du processus dur  $2 \rightarrow 2$  sont timelike. Dans la discussion sur la cascade spacelike, leur virtualité fixée à 0. Ce n'est qu'une approximation, y compris pour les gluons, car ces partons sont en interaction (entre autre il n'y a pas encore eu hadronisation) et ne sont donc pas sur couche de masse. On peut donc écrire :

$$p^2 = Q_0^2 > 0 \quad (\text{I.63})$$

Contrairement à la cascade spacelike où la virtualité (négative) des partons est croissante, elle va ici décroître (par émissions consécutives) de la valeur initiale  $Q_0^2$  à une valeur minimale  $q_{min}^2$ . Ainsi, chaque parton provenant du processus de born ou d'un ISR va initier une cascade timelike.

Le parton avant le branchement sera appelé parton parent et noté  $i$ . Ceux après le branchement seront appelés partons enfants et notés  $j, k$ . Généralement, les calculs sont fait dans le référentiel d'impulsion transverse nulle du parton parent.

$$p_i = (E_i, 0, 0, p_{i,z}) \quad (\text{I.64})$$

$$p_j = (zE_i, \vec{p}_t, p_{j,z}) \quad (\text{I.65})$$

$$p_k = ((1-z)E_i, -\vec{p}_t, p_{k,z}) \quad (\text{I.66})$$

L'impulsion transverse est donnée par :

$$p_t^2 = \frac{E_i^2(z(1-z)Q_i^2 - (1-z)Q_j^2 - zQ_k^2) - \frac{1}{4}(Q_k^2 - Q_j^2 - Q_i^2)^2 + Q_i^2 Q_j^2}{E_i^2 - Q_i^2} \quad (\text{I.67})$$

L'approximation LLA implique  $Q_j^2, Q_k^2 \ll Q_i^2$ . Sachant que  $Q_i^2 \ll E_i^2$  on peut écrire en première approximation :

$$p_t^2 \sim z(1-z)Q_i^2 \propto Q_i^2 \quad (\text{I.68})$$

## I.4 Cascades partoniques : Initial State Radiation (ISR) et Final State Radiation (FSR)

Tout comme pour la cascade spacelike, la probabilité d'émission est donnée par I.60. Cette probabilité devient grande dans le cas où  $Q^2$  est petit, c'est à dire  $\theta \sim \frac{p_t}{p_z} \ll 1$ ,  $\theta$  étant l'angle entre les deux partons enfants. Pour cette raison, lorsque l'on prend en compte ce type de diagrammes on parle de resommation des divergences colinéaires. Si on s'intéresse aux corrélations  $c\bar{c}$ , on observera donc un pic autour de  $\Delta\phi = 0$  (pour des  $p_t$  pas trop élevés), conséquence du branchement  $g \rightarrow c\bar{c}$ .

Les diagrammes et la probabilité d'émission étant les mêmes que pour la cascade timelike, la simulation sera également basée sur la distribution de probabilité I.62. Des branchements sont générés jusqu'à ce que les partons atteignent  $Q^2 = q_{min}^2$ . Commence alors l'hadronisation non perturbative. Le  $q_{min}^2$  est l'équivalent du  $\mu^2$  dans l'équation I.42. L'équation DGLAP est obtenue en demandant que le résultat final ne dépende pas de cette échelle aléatoire. Dans la pratique, les meilleurs résultats sont obtenus pour  $q_{min}^2 \sim \Lambda_{QCD}^2$ . On remarque que ces valeurs de  $Q^2$  sont très basses pour un traitement perturbatif. Des justifications sont données dans [24]. Une description détaillée de la cascade timelike dans EPOS sera faite dans le chapitre VI.

Contrairement à la cascade spacelike qui est 'simple', dans le sens où la simulation est uniquement basée sur la distribution de probabilité I.62, d'autres effets sont à prendre en compte pour la cascade timelike. L'effet de cohérence ainsi que l'effet appelé dead cone effect, modifient tout les deux les spectres finaux de manière significative. Dans les sous-sections suivantes, je vais faire une rapide présentation de ces phénomènes.

### 4.3 Cohérence et ordonnancement angulaire

L'effet de cohérence apparaît si l'on considère un graphe de Feynman avec un nombre de branchements supérieur ou égal à 2. Ce phénomène existe déjà en électromagnétisme, dans le cas de l'émission d'un photon par une paire  $e^+e^-$ , figure I.14.

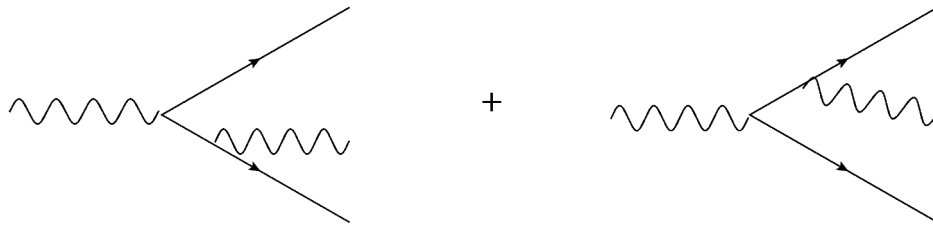


Figure I.14

Les interférences entre ces deux diagrammes vont supprimer les émissions de photons de basse énergie. Si l'on note  $\theta_n$  l'angle entre les deux partons enfants pour le  $n$ ème branchement, alors :

$$\theta_2 \sim \frac{p_t}{p_z} \sim \frac{p_t}{\omega} \quad (\text{I.69})$$

$\omega$  étant l'énergie du photon. Ce sont donc les émissions de photons à grand angle qui sont supprimées. Il peut être montré que cet effet de cohérence donne lieu à un ordonnancement angulaire (angular ordering) [Ellis],  $\theta_n < \theta_{n-1}$ .

Plus généralement, il y a cet effet de cohérence pour toute émission de particule avec une masse (ou une virtualité  $Q > m$ ) négligeable comparée aux énergies mises en jeu. La façon d'implémenter cet ordonnancement angulaire sera discuté au chapitre VI.

Les premières études sur ce sujet ont été faites entre autres par Webber, Marchesini et Odorico [25–27]. L'une des conséquences de ces interférences est un partage plus démocratique de l'énergie. Sans cohérence, la distribution en énergie des partons est piquée autour de  $x = \frac{q_{min}}{Q_0}$ ,  $Q_0$  étant la virtualité du parton initial et  $x$  la fraction d'énergie. Avec la cohérence, la distribution sera piquée autour de  $\sqrt{\frac{q_{min}}{Q_0}}$ . Une autre conséquence est la réduction de la multiplicité des partons.

L'hadronisation (non perturbative) changeant peu la distribution des partons, l'ordonnancement angulaire est donc important pour le spectre final de hadrons. Cet effet d'interférence est détruit par les interactions avec le milieu [28], permettant ainsi des émissions à plus grand angle. L'observation de la distribution angulaire des particules dans un jet est donc une observable intéressante pour l'étude du plasma ; une raison supplémentaire d'avoir un traitement précis de la cascade timelike dans EPOS.

#### 4.4 Dead cone effect

Le dead cone effect supprime l'émission de gluons pour les angles  $\theta < \theta_0 = M/E$ ,  $M$  étant la masse du quark et  $E$  son énergie [29]. Cet effet est non négligeable pour les quarks lourds. A noter qu'ici le terme "suppression" n'implique pas une probabilité d'émission nulle pour  $\theta < \theta_0$ , mais plutôt une diminution de la probabilité :

$$dP_{HQ} = dP_0 \left(1 + \frac{\theta_0}{\theta}\right)^{-2} \quad (\text{I.70})$$

$P_0$  étant la probabilité d'émission pour les quarks légers. Les quarks lourds émettant moins de gluons à petit angle (et se rappelant qu'un petit angle correspond à une grande fraction d'énergie), vont donc perdre leur énergie par rayonnement moins rapidement que les quarks légers. Il peut également être montré que leur impulsion transverse sera diminuée de façon plus douce. Pour les hauts  $p_t$ , Le bottom est par exemple moins supprimé que le charm.

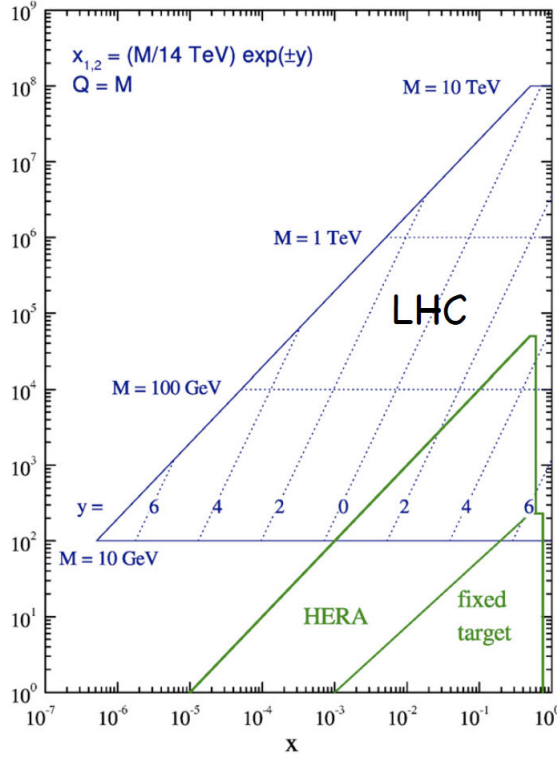
## 5 Physique des petits $x$ et interactions multiples

Les fractions d'impulsions longitudinales,  $x_1$  et  $x_2$ , emportées par les deux partons initiaux sont données par :

$$x_1 = \frac{p_{a,t}}{\sqrt{s}} e^{y_a} + \frac{p_{b,t}}{\sqrt{s}} e^{y_b}, \quad x_2 = \frac{p_{a,t}}{\sqrt{s}} e^{-y_a} + \frac{p_{b,t}}{\sqrt{s}} e^{-y_b} \quad (\text{I.71})$$

$a$  et  $b$  étant les partons sortant de la collision dure. Sur la figure I.15 on peut voir qu'au LHC, une grande partie du domaine cinématique se situe dans la région des petits  $x$ . Cela rend inévitable l'utilisation de théories appropriées pour l'étude des expériences faites au LHC. Comme nous allons le voir dans cette section, de nouveaux phénomènes, tels la saturation ou les interactions

## I.5 Physique des petits $x$ et interactions multiples



**Figure I.15** —  $x$  accessibles par le LHC. La comparaison est faite avec d'autres accélérateurs

multiples, apparaissent dans ce domaine cinématique.

$x$  est considéré comme petit si :

$$x \lesssim x_p \quad \alpha_s \ln(1/x_p) \sim 1 \quad (\text{I.72})$$

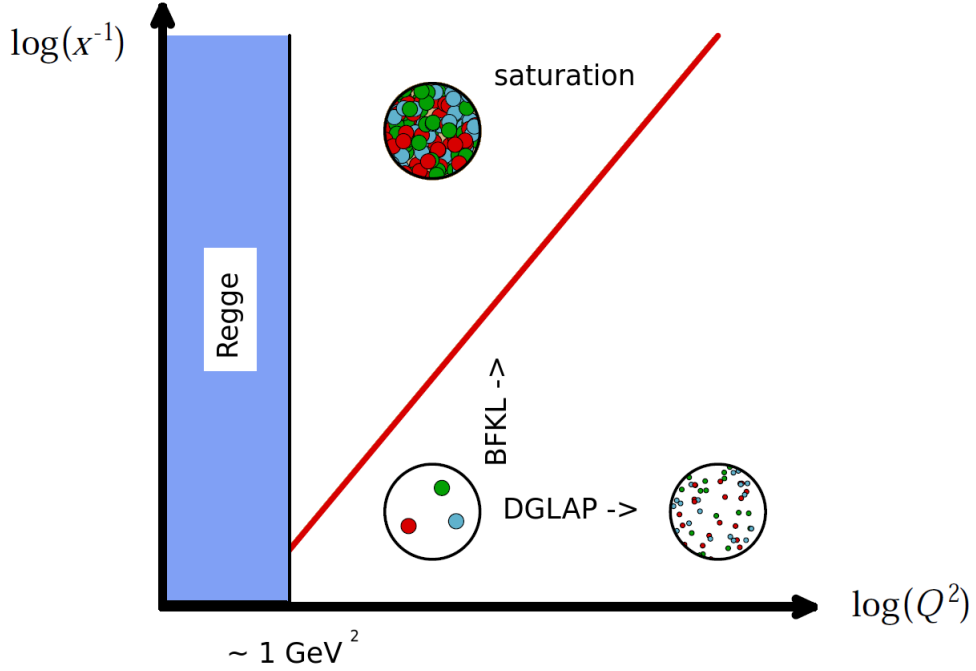
Pour des valeur de  $x$  supérieures à  $x_p$ , le système est dit dilué. En effet, la longueur d'onde de Compton est :

$$\lambda_l = \frac{\hbar}{k_l} \propto \frac{\hbar}{x} \quad (\text{I.73})$$

On est alors dans le cas du modèle des partons amélioré présenté précédemment. L'équation d'évolution appropriée est l'équation DGLAP. Dans le cas où  $x \lesssim x_p$ , D'autres équations d'évolution seront nécessaires. Sur la figure I.16 est schématisée l'équation BFKL (Balitsky-Fadin-Kuraev-Lipatov) qui décrit l'évolution des hadrons initiaux en fonction de  $x$ . En franchissant la ligne rouge, on entre dans le régime dit de saturation et l'équation BFKL n'est plus suffisante. La ligne rouge correspond à l'échelle de saturation et est donnée par :

$$Q_s^2(x, A) \simeq Q_0^2 A^{1/3} \left( \frac{x_0}{x} \right)^\lambda, \quad \lambda \sim 0.2 \quad (\text{I.74})$$

$A$  étant le nombre de masse,  $Q_0$  et  $x_0$  des paramètres à déterminer. Cette formule est l'un des principaux résultats de la physique des petits  $x$ . Les partons ayant une impulsion transverse



**Figure I.16** – Domaines cinématiques en fonction de  $Q^2$  et de  $x$

$k_t < Q_s^2$  se recouvrent et sont en saturation. Ils forment un condensat et sont traités classiquement.

La nécessité de mettre en place un formalisme adapté au cas des hautes énergies est signalée par certains résultats expérimentaux. Sur la figure I.17,  $\sigma_{tot}$  est proportionnelle au nombre de collisions p-p ( $p-\bar{p}$ ),  $\sigma_{jet}$  au nombre de jets détectés. On voit qu'à haute énergie, le nombre de jets devient supérieur au nombre de collisions. Cela implique d'avoir plusieurs collisions dures par collisions p-p, ce qui n'est pas pris en compte par le modèle des partons amélioré. D'autres indices expérimentaux de ces interactions multiples peuvent être trouvés dans la présentation de H.Jung [33].

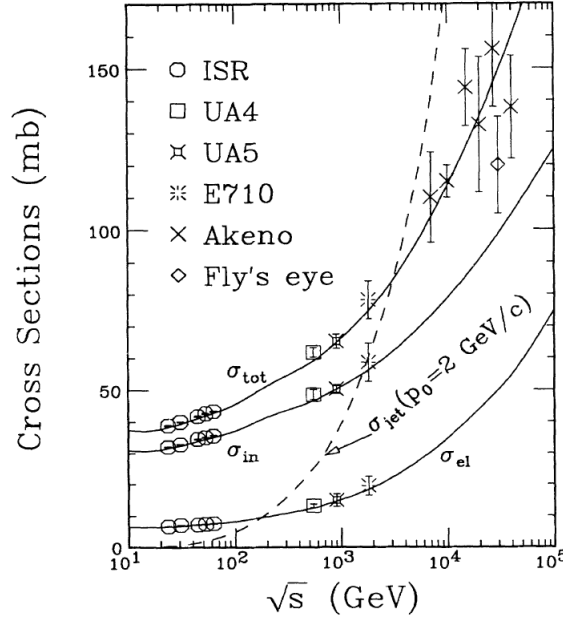
Je vais maintenant revenir plus précisément sur les différentes parties du diagramme I.16.

## 5.1 La théorie de Regge

La théorie de Regge [30, 31] est non-perturbative et préexistante à la QCD. Le but est d'étudier le comportement des amplitudes de collisions élastiques<sup>3</sup> dans la limite d'énergie infinie. Dans le cas de la DIS, figure I.4, on a (en se plaçant dans le référentiel au repos du lepton sortant) :

$$s = (q + P)^2 = \frac{Q^2}{x}(1 - x) \quad (\text{I.75})$$

3. C'est à dire un processus 2 donne 2. Il n'y a pas création de nouvelles particules.



**Figure I.17** – X.Wang and M.Gyulassy, Phys. Rev D volume 45, number 3.

Pour  $Q^2$  fixé et  $s \rightarrow \infty$  on a  $x \rightarrow 0$ . On obtiendra la même conclusion pour les collisions hadron-hadron en utilisant l'équation I.71. Étudier les collisions pour des énergies asymptotiques revient donc à faire une étude à petits  $x$ .

L'idée du calcul de Regge est d'utiliser la transformation de Watson-Sommerfeld pour l'amplitude élastique  $A(t, s)$  :

$$A(t, s) = \sum_{j=0}^{\infty} (2j+1) A(j, s) P_j(\cos \theta) \quad (\text{I.76})$$

$j$  est le moment angulaire,  $\theta$  l'angle de collision et  $P_j$  les polynômes de Legendre. Une continuation analytique est faite par rapport à la variable  $j$ . Les pôles de  $A(j, s)$  sont appelés pôles de Regge et notés  $\alpha_j(s)$ . La dépendance en  $s$  fait que l'on parle également de trajectoire de Regge. En utilisant le théorème des résidus, la somme est exprimée en fonction des trajectoires de Regge. Finalement, en prenant la limite  $s \rightarrow \infty$ , seul le terme avec le plus grand  $\alpha_j(s)$  (on suppose qu'il y en a un) est conservé et le résultat final est :

$$A(s, t) \sim s^{\alpha(t)} \quad (\text{I.77})$$

On remarque que le rôle de  $s$  et  $t$  a été échangé, ce qui est lié à l'utilisation de la symétrie de croisement<sup>4</sup>. On rappelle que ce calcul est fait pour l'amplitude élastique de collision. A partir de l'expression précédente, on obtient la section efficace élastique :

$$\sigma_{el}(s, t) = s^{-2} |A(s, t)|^2 \sim s^{2\alpha(t)-2} \quad (\text{I.78})$$

---

4.  $A_{a+b \rightarrow c+d}(s, t, u) = A_{a+\bar{c} \rightarrow \bar{b}+d}(t, s, u)$

## Chapitre I. Modèle des partons, chromodynamique quantique et autres théories pour la physique des collisionneurs

---

Un bon accord avec les données est observé si l'on choisit une trajectoire de Regge linéaire :

$$\alpha(t) = \alpha(0) + \alpha' t \quad (\text{I.79})$$

Finalement, en utilisant le théorème optique on obtient la section efficace totale :

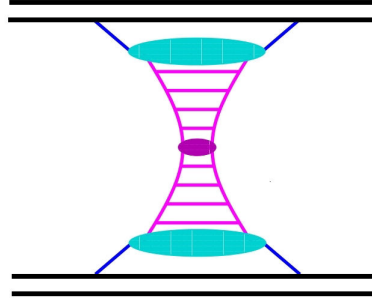
$$\sigma_{tot}(s) = s^{-1} \Im(A(s, 0) \sim s^{\alpha(0)-1} \quad (\text{I.80})$$

En anglais  $\alpha(0)$  est appelé intercept. Plusieurs valeurs d'intercept sont nécessaires pour expliquer les données :

$$\alpha_R \sim 0.5 \quad (\text{I.81})$$

$$\alpha_P \sim 1 \quad (\text{I.82})$$

le  $R$  et  $P$  font référence aux termes Reggeon et Pomeron respectivement. Dans la vision moderne des collisions utilisant les diagrammes de Feynman, les Reggeon et Pomeron sont les "particules" échangées lors de l'interaction. Dans le cadre de la QCD, leur nature exacte reste à préciser. Pour EPOS, le terme général de pomeron est utilisé quelque soit la valeur de  $\alpha(0)$ . Un pomeron est identifié à une échelle partonique, figure I.18.



**Figure I.18** – Dans EPOS, les pomerons sont identifiés à des échelles partoniques. La partie bleue (grande ovale) est non-perturbative, celle en violette (échelle plus petite ovale) est décrite par la pQCD.

La contrainte haute énergie sur la section efficace totale apporte une contrainte sur les PDFs. L'un des résultats importants de la théorie de Regge est la prédiction de leur comportement à petit  $x$  :

$$xq^{sea}(x) \sim x^{1-\alpha_P} \quad (\text{I.83})$$

$$xg(x) \sim x^{1-\alpha_P} \quad (\text{I.84})$$

$$xq^{val}(x) \sim x^{1-\alpha_R} \quad (\text{I.85})$$

$$(\text{I.86})$$

Un autre résultat central des hautes énergies est la limite de Froissart [32] qui stipule que la section efficace totale ne peut pas croître plus rapidement que  $\ln^2(s)$  :

$$\sigma_{tot}^{MAX}(s) \propto \ln^2(s) \quad (\text{I.87})$$

Un fit avec les données donne une valeur de l'intercept,  $\alpha(0)$ , légèrement supérieure à 1. À haute énergie, le résultat [I.80](#) est donc en désaccord avec la limite de Froissart. La limite de Froissart étant dérivée en utilisant l'unitarité de la matrice  $S$ , le résultat [I.80](#) ne respecte donc pas cette condition. Ce problème est réglé par la théorie de Gribov-Regge qui décrit l'interaction élastique hadronique par l'échange en parallèle de plusieurs Pomerons.

### 5.2 Théorie de Gribov-Regge et nécessité théorique des interactions multiples

Dans cette section, on montre comment le problème d'unitarité de la théorie de Regge est résolu grâce aux interactions multiples. Le but est également de mettre en évidence certaines caractéristiques qui seront toujours présentes dans le formalisme utilisé par EPOS. Dans [\[30\]](#) on trouve un résumé des résultats obtenus dans le cas de la théorie  $\phi^3$ .

On utilise la normalisation :

$$A(s, t) = T(s, t)/8\pi s \quad (\text{I.88})$$

$T(s, t)$  étant la matrice  $T$ . Le point de départ est la formule pour l'amplitude de collision élastique avec un échange de  $n$  pomerons :

$$A_n(s, t) \propto \int d^2b \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{b}) \frac{-\omega(s, b)^n}{n!} \quad (\text{I.89})$$

$\mathbf{b}$  le paramètre d'impact et  $\mathbf{k} = \vec{p}_t$  l'impulsion transverse des hadrons sortant. La fonction  $\omega(s, b)$  est donnée par :

$$\omega(s, b) \propto \frac{\exp(\alpha_0 - 1)y}{R^2 + \alpha'y} \exp\left[-\frac{1}{4}b^2/(R^2 + \alpha'y)\right], \quad y = \ln(s/s_0) \quad (\text{I.90})$$

$R$  et  $\alpha'$  des paramètres,  $\alpha_0$  l'intercept. L'amplitude élastique totale est donnée par :

$$A(s, t) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n(s, t) \propto \int d^2b \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{b}) \gamma(s, b), \quad \gamma(s, b) = 1 - \exp(-\omega(s, b)) \quad (\text{I.91})$$

En ne prenant en compte qu'une seule interaction, on a :

$$\sigma_{tot} \propto \Im(A_1(s, 0)) \propto \int \omega(s, b) d^2b \propto \frac{s^{\alpha(0)-1}}{s_0} \quad (\text{I.92})$$

on retrouve le résultat [I.80](#) qui, à haute énergie, est en violation avec la limite de Froissart [I.87](#). Au contraire, en faisant la somme de tout les  $A_n$ , la section efficace devient :

$$\sigma_{tot} = \int 2\Re(\gamma(s, b)) d^2b \quad (\text{I.93})$$



$\gamma(s, b)$  est appelée fonction de profil. Le calcul explicite montre dans ce cas que la section efficace totale est en accord avec la limite de Froissart. Pour compléter les formules on peut donner :

$$\sigma_{el} = \int |\gamma(s, b)|^2 d^2b \quad (\text{I.94})$$

$$\sigma_{inel} = \sigma_{tot} - \sigma_{el} \quad (\text{I.95})$$

On verra plus tard que les même formules sont utilisées dans le formalisme d'EPOS. Cependant, la définition des fonctions de profil ne sera évidemment pas la même. Une autre formule central est la décomposition de la section efficace totale en une somme de sections efficaces partielles :

$$\sigma_{tot} = \sum_{m=1}^{\infty} \sigma_m \quad (\text{I.96})$$

$\sigma_m$  correspond à la section efficace associé au diagramme de Feynman avec  $m$  pomeron(s) coupé(s). Ces diagrammes sont associés à des processus inélastiques.

Le point important de cette sous-section est donc que les interactions multiples, en plus d'être observée expérimentalement, sont une nécessité théorique. On va voir que dans le cadre de la QCD, les interactions multiples sont également nécessaires.

### 5.3 Évolution vers les petits $x$ , équation BFKL et échelle de saturation

La probabilité de faire une émission à petit  $x$  est :

$$dP \simeq C_R \frac{\alpha_s(k_t^2)}{\pi^2} \frac{d^2k_t}{k_t^2} \frac{dx}{x} \quad (\text{I.97})$$

$C_R = C_A = N_c$  pour un gluon et  $C_R = C_F = (N_c^2 - 1)/2N_c$  pour un quark (voir le comportement des fonctions de splitting à petit  $x$ ). On a déjà vu que l'équation DGLAP resommeait les divergences colinéaires. La probabilité d'émission devient également grande pour  $x \rightarrow 0$  et il va être nécessaire de resommer les divergences soft. Cette resommation consiste à prendre en compte les diagrammes figure I.19. De même que pour la resommation des divergences colinéaires il y

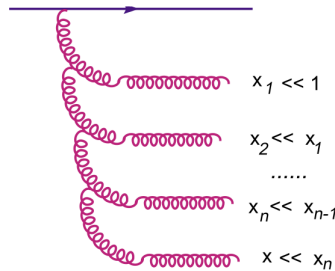


Figure I.19 — Resommation des diagrammes avec émissions soft de gluons.

## I.5 Physique des petits $x$ et interactions multiples

avait un ordonnancement des virtualités, ce sont dans ce cas les  $x_n$  qui sont fortement ordonnés. L'équation d'évolution associée est l'équation BFKL :

$$\frac{\partial}{\partial \ln(1/x)} G(x, k_t^2) = \int d^2 k'_t K(k_t, k'_t) G(x, k_t'^2) \quad (\text{I.98})$$

L'expression explicite du noyau  $K$  ne sera pas donnée.  $G(x, k_t^2)$  est la fonction de distribution gluonique non intégrée :

$$xg(x, Q^2) = \int^{Q^2} dk_t^2 G(x, k_t^2) \quad (\text{I.99})$$

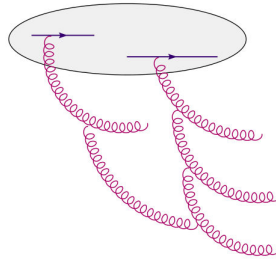
La solution de cette équation donne :

$$G(x, k_t^2) \sim x^{-\lambda}, \quad \lambda > 0 \quad (\text{I.100})$$

Il y a donc une croissance rapide et infinie de  $G(x, k_t^2)$  pour les petits  $x$ , ce qui n'est bien sûr pas physique. Une solution à ce problème fut apportée par Gribov, Levin et Ryskin en 1983. Schématiquement, la nouvelle équation d'évolution s'écrit (eq (24), [35]) :

$$\frac{\partial}{\partial \ln(1/x)} xg(x, Q^2) = \omega \bar{\alpha}_s xg(x, Q^2) - \bar{\alpha}_s \frac{\alpha_s}{Q^2 R^2} [xg(x, Q^2)]^2, \quad \bar{\alpha}_s = \frac{\alpha_s N_c}{\pi} \quad (\text{I.101})$$

Le premier terme de la partie droite de l'égalité est celui de l'équation BFKL. Le second est une correction non linéaire associée à la fusion de deux gluons, figure I.20. À petit  $x$ , le second terme

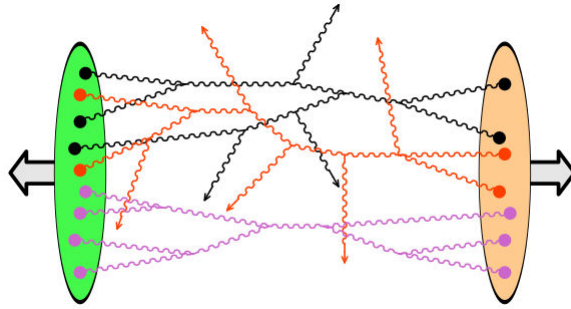


**Figure I.20** — Fusion de deux gluons dont les fonctions d'ondes se recouvrent.

peut devenir important, malgré la puissance supplémentaire de la constante de couplage. La présence du signe négatif crée un ralentissement de la croissance de la fonction de distribution gluonique. Les deux termes contribuent de façon équivalente si :

$$Q^2 = Q_s^2(x) \simeq \alpha_s \frac{xg(x, Q_s^2(x))}{R^2} \quad (\text{I.102})$$

$Q_s^2(x)$  est appelée échelle de saturation. Pour  $Q^2 < Q_s$ , les termes non linéaires ne sont plus négligeables. De plus, à petit  $x$ , les diagrammes impliquant des interactions multiples devront également être pris en compte. La théorie effective Color Glass Condensate (CGC) [35], permet de resommer tout ces diagrammes. Figure I.21, une des contributions resommée par le CGC.



**Figure I.21** — La grande densité gluonique des deux hadrons entraîne à la fois un mécanisme de saturation et d'interactions multiples.

En conclusion, que ce soit pour des raisons expérimentales ou théoriques, les interactions multiples sont indispensables à la physique des hautes énergies. Dans le cadre du CGC, elles sont la conséquence de la collision de deux noyaux ayant une haute densité partonique, atteinte lors de l'évolution des composant du noyau (les partons) vers les petits  $x$ . Le mécanisme d'interactions multiples est donc quelque chose de fondamental mis en place avant la collision.

---

---

# Chapitre II

---

## EPOS : Fonctionnement

### 1 Philosophie d'EPOS

EPOS est un générateur d'événements pouvant aussi bien servir pour les collisions d'ions lourds que pour les rayons cosmiques.

Un générateur d'événements est un code informatique utilisant les méthodes de Monte-Carlo pour générer des variables suivant les distributions de probabilité données par la théorie.

#### Mais quel(s) intérêt(s) ?

1. Théorique : Le fait de reproduire les données expérimentales permet de valider ou d'invalider les modèles théoriques utilisés.
2. Expérimental : Les raisons pour les Expérimentateurs d'utiliser les générateurs d'événements sont multiples. Ils les utilisent par exemple pour calibrer leurs détecteurs, tester leurs algorithmes ou encore reconstruire des données manquantes.

L'un des buts principaux d'EPOS (**E**nergy conserving multiple scattering, based on : **P**artons, parton ladders, strings; **O**ff-shell remnants; **S**aturation) est l'étude du Plasma de Quark et Gluon ainsi que des mécanismes participant à sa création. La volonté est de faire cette étude dans un cadre réaliste où tous les aspects importants d'une collision sont reproduits. Le but intermédiaire est donc de réussir à reproduire un grand nombre d'observables, directement ou indirectement liées au plasma. De plus, cela doit être fait avec un formalisme unifié, c'est-à-dire avec un seul jeu de paramètres et une même formulation quel que soit le type de collision.

De façon pratique, de nombreuses particules vont être produites puis enregistrées dans des tableaux. Il faut ensuite écrire/utiliser une sous-routine d'analyse qui trie les particules enregistrées dans les tableaux finaux pour tracer les observables d'intérêt.

Le formalisme utilisé est la théorie parton-based Gribov-Regge [15]. C'est un mélange de pQCD et d'un modèle d'interactions multiples inspiré par la théorie de Gribov-Regge. Ici, les interactions multiples sont considérées comme étant un mécanisme fondamental pour la création du plasma.

D'autres types de générateurs d'événements existent. A l'opposé d'EPOS, Jetphox<sup>1</sup> est ce que l'on pourrait appeler un générateur de spectres. Il est utilisable pour les collisions p-p et fournit des distributions de particules, mais n'essaie pas de reproduire l'événement dans son ensemble.

Dans la suite, je vais décrire le fonctionnement d'EPOS en commençant par les interactions élémentaires et les interactions multiples. Puis nous verrons de quelle façon la création d'un milieu est reliée à ces interactions multiples. Le but est de donner une idée globale du fonctionnement et de faire comprendre quelles sont les principales étapes. Les détails techniques ne seront pas tous donnés mais peuvent être trouvés dans [15].

## 2 Interactions élémentaires (partoniques)

Le formalisme de la théorie parton-based Gribov-Regge est basé sur la [fonction de profil](#)  $\gamma(s, b)$ . Celle-ci calculée à partir de l'amplitude de collision élastique  $T(s, t)$ .

$$\gamma(s, b) = \frac{1}{2s} 2\Im[\tilde{T}(s, b)] \quad (\text{II.1})$$

$s$  et  $t$  sont les variables de Mandelstäm.  $\tilde{T}$ , la transformée de Fourier de  $T$ , est définie par :

$$\tilde{T}(s, b) = \frac{1}{4\pi^2} \int d^2 q_t \exp[-i \vec{q}_t \cdot \vec{b}] T(s, t) \quad (\text{II.2})$$

$b$  est le paramètre d'impact, figure [II.1](#). On en déduit la section efficace totale en utilisant le théorème optique :

$$\sigma_{tot}(s) = \frac{1}{2s} 2\Im[T(s, t=0)] \quad (\text{II.3})$$

on peut montrer que :

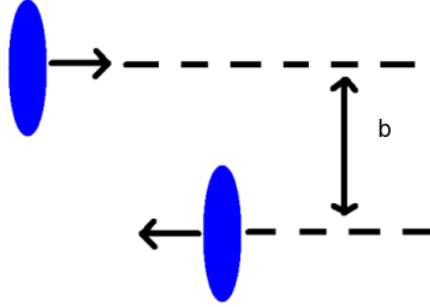
$$\sigma_{tot}(s) = \int d^2 b \gamma(s, b) \quad (\text{II.4})$$

La formule [II.4](#) est l'équivalent de l'équation [I.93](#).  $\gamma(s, b)$  peut être interprétée comme la probabilité d'interaction à paramètre d'impact  $b$ . Dans la section suivante, nous verrons que la fonction de profil  $\gamma(s, b)$  peut être exprimée en terme de fonctions de profil élémentaires dont nous allons maintenant donner l'expression.

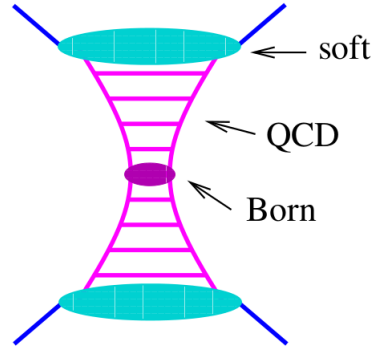
L'interaction partonique élémentaire la plus générale peut être représentée par le diagramme figure [II.2](#). Sur ce diagramme, les bras extérieurs correspondent aux partons entrant. Si la virtualité du parton,  $Q^2$ , est inférieure à l'échelle de saturation  $Q_s^2$ , les effets non-linéaires doivent être pris en compte. Cela est fait de façon phénoménologique en s'inspirant de la théorie de Regge (bulles bleues). Au contraire, si  $Q^2 > Q_s^2$  on entre dans un régime où la pQCD est applicable. Le parton va avoir une évolution en virtualité ( $Q^2$  croît vers le centre de l'échelle) dictée par l'équation DGLAP (échelle partonique, rose). Finalement, au centre de l'échelle, il

---

1. [http://lapth.cnrs.fr/PHOX\\_FAMILY/main.html](http://lapth.cnrs.fr/PHOX_FAMILY/main.html)

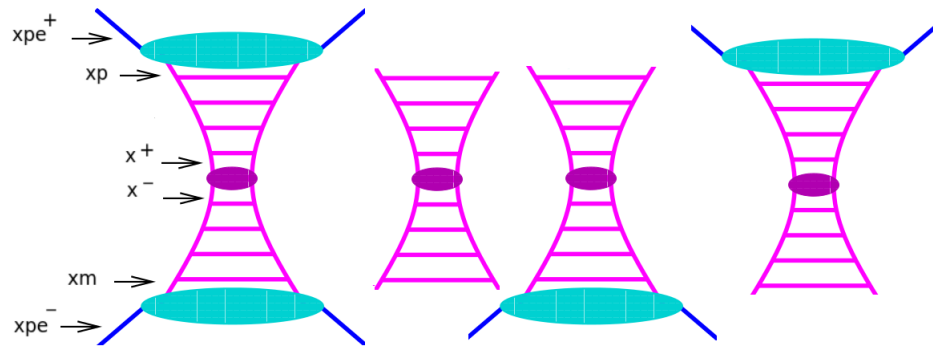


**Figure II.1** – paramètre d'impact



**Figure II.2** – Interaction partonique

y a l'interaction  $2 \rightarrow 2$ , appelée processus de born (petite ovale violette). Cette interaction est décrite à l'aide des sections efficaces partoniques au leading order. Dans la suite, ce type de diagramme sera appelé pomeron semi-dur. On en distinguera 4 types. Dans l'ordre, sur la figure II.3, on a les pomeron semi-durs : sea-sea, val-val, val-sea et sea-val.

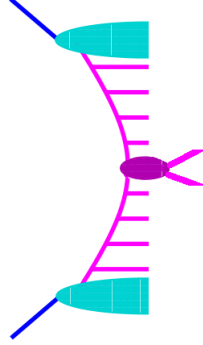


**Figure II.3** – De gauche à droite sont représentés les pomeron semi-dur : sea-sea, val-val, val-sea et sea-val. Différentes fractions d'impulsion light cone sont indiquées.  $x_{pe}^+$  est celle emportée par le parton provenant du noyau.  $x_p$  celle du parton sortant du processus soft et  $x^+$  celle du parton entrant dans le processus de born.

Le terme "sea" est utilisé dans le cas où le parton sortant du noyau est un gluons ou un

## Chapitre II. EPOS : Fonctionnement

quarks de la mer. "val" est associé aux quarks de valence. Sachant qu'au LHC, la majorité des partons sont des gluons (les gluons dominent à faible  $x$ ), le pomeron sea-sea sera dominant. Ces amplitudes élastiques/pomeron non coupés sont reliées aux pomérons coupés (figure II.4) par le théorème optique (plus quelques paramètres). Toutes les amplitudes élastiques élémentaires



**Figure II.4** – Pomeron semi-dur coupé.

sont construites à partir de celle associée au pomeron semi-dur val-val.  $T_{val-val}^{k,l}(s, 0)$  se calcule en utilisant la formule de factorisation classique et le théorème optique :

$$\begin{aligned} \sigma_{hard}^{k,l}(s_h) &= K \sum_{m,n} \int_0^1 dx^+ dx^- dp_t^2 E_{QCD}^{km}(x^+, Q_s^2, M_F^2) E_{QCD}^{ln}(x^-, Q_s^2, M_F^2) \\ &\times \frac{d\sigma_{born}^{mn}(x^+ x^- s_h)}{dp_t^2} \Theta(M_F^2 - Q_s^2) = \frac{1}{s_h} 2\Im \left( T_{val-val}^{k,l}(s_h, t=0) \right) \end{aligned} \quad (II.5)$$

$E_{QCD}^{km}(x^+, Q_s^2, M_F^2)$  obéit à l'équation DGLAP et correspond à l'évolution d'un parton  $k$  ayant la virtualité  $Q_s^2$  en un parton  $m$  ayant la virtualité  $M_F^2$ .  $M_F^2$  est l'échelle de factorisation. Le facteur  $K \sim 2$  prend en compte les corrections NLO.  $d\sigma_{born}^{mn}/dp_t^2$  est la section efficace partonique. Les variables cinématiques sont montrées figure II.3. Les fractions d'impulsion light cone emportées par les partons entrant sont notées  $x_{pe}^+$  et  $x_{pe}^-$  ( $pe$  pour pomeron end). La variable de Mandelstäm  $\hat{s}$  pour l'interaction élémentaire est alors donnée par :

$$\hat{s} = x_{pe}^+ * x_{pe}^- * s_{nn} \quad (II.6)$$

$\sqrt{s_{nn}}$  étant l'énergie dans le centre de masse pour le système noyau-noyau.  $x_p$  et  $x_m$  sont les fractions après l'évolution soft,  $x^+$ ,  $x^-$  celles à la fin de l'évolution hard :

$$s_{born} = x^+ * x^- * s_h \quad (II.7)$$

$$s_h = x_p * x_m * \hat{s} \quad (II.8)$$

Il faut également une expression pour le pomeron val-val avec  $t \neq 0$ . En ce basant sur des études théoriques,  $T_{val-val}^{k,l}(s, t)$  est paramétrisé de la façon suivante :

$$T_{val-val}^{k,l}(s, t) = i s_h \sigma_{hard}^{k,l}(s_h) \exp(R_{hard}^2 t) \quad (II.9)$$

A partir de cette expression, on peut ensuite construire :

$$T_{sea-sea}(\hat{s}, t) = \sum_{jk} \int_0^1 \frac{dx_p}{x_p} \frac{dx_m}{x_m} \mathfrak{S} \left( T_{soft}^j \left( \frac{s_0}{x_p}, t \right) \right) \mathfrak{S} \left( T_{soft}^k \left( \frac{s_0}{x_m}, t \right) \right) T_{val-val}^{j,k}(s_h, t) \quad (\text{II.10})$$

$$T_{val-sea}^j(\hat{s}, t) = \sum_k \int_0^1 \frac{dx_m}{x_m} \mathfrak{S} \left( T_{soft}^k \left( \frac{s_0}{x_m}, t \right) \right) T_{val-val}^{j,k}(s_h, t) \quad (\text{II.11})$$

$s_0 = 1\text{GeV}^2$  l'échelle de masse hadronique.  $T_{soft}^k$  correspond au pomeron soft (sans échelle partonique) et il n'est pas nécessaire d'en donner l'expression. Le but ici était principalement de montré le cheminement pour construire les pomerons élémentaires  $T_{val-val}(s, t)$ ,  $T_{sea-sea}(s, t)$  et  $T_{val-sea}(s, t)$  ( $T_{sea-val}(s, t)$  se déduit par symétrie). Finalement, les fonctions de profil élémentaires peuvent se calculer à partir de la relation habituelle [II.1](#). On aura par exemple :

$$\begin{aligned} \omega_{sea-sea}(\hat{s}, b) &= \int_0^1 dx_m dx_p \sum_{k,l} E_{soft}^k(x_p) E_{soft}^l(x_m) \sigma_{hard}^{k,l}(s_h) \\ &\times g(b, x_p, x_m) \end{aligned} \quad (\text{II.12})$$

La fonction  $g$  donne la dépendance en fonction du paramètre d'impact  $b$ .

$$E_{soft}^j(x_p) = \mathfrak{S} \left( T_{soft}^j \left( \frac{s_0}{x_p}, t = 0 \right) \right) \quad (\text{II.13})$$

Pour faire le lien avec la section suivante, on donne aussi la formule (schématique) :

$$G(x_{pe}^+, x_{pe}^-, \hat{s}, b) = F(x_{pe}^+) F(x_{pe}^-) \omega(\hat{s}, b) \quad (\text{II.14})$$

Les fonctions  $F$  sont l'équivalent des PDFs, mais sont calculables dans le cadre du modèle.

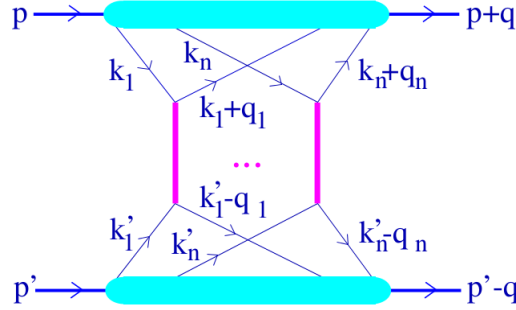
## 3 Interactions multiples et saturation

Pour cette section ainsi que les suivantes, des informations complémentaires peuvent être trouvées dans [\[42\]](#). La formule centrale du formalisme<sup>2</sup> est l'équivalent de l'équation [I.91](#) (la conservation de la quadri-impulsion a été ajoutée au formalisme de la théorie de Gribov-Regge) :

$$\begin{aligned} iT_{h_1 h_2}(s, t) &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n!} \int \prod_{l=1}^n \left[ \frac{d^4 k_l}{(2\pi)^4} \frac{d^4 k'_l}{(2\pi)^4} \frac{d^4 q_l}{(2\pi)^4} \right] N_{h_1}^{(n)}(p, k_1, \dots, k_n, q_1, \dots, q_n) \\ &\quad \prod_{l=1}^n [iT_{el}(s_l, q_l^2)] N_{h_2}^{(n)}(p, k'_1, \dots, k'_n, -q_1, \dots, -q_n) \end{aligned} \quad (\text{II.15})$$

$T_{h_1 h_2}$ , l'amplitude de collision élastique pour deux hadrons incidents, est la somme d'amplitudes pour l'échange de  $n$  pomerons.  $T_{el}$ , l'amplitude élastique pour l'échange d'un pomeron, est une somme des contributions sea-sea, sea-val, val-sea, val-val et soft. Le produit devant  $T_{el}$  montre que l'amplitude pour l'échange de  $n$  pomerons se factorise à l'aide des pomerons élémentaires





**Figure II.5** – Interaction hadron-hadron

présentés précédemment. Les variables sont montrées figure II.5.  $\hat{s}_l = (k_l + k'_l)^2$ ,  $t = q^2$ ,  $s = (p + p')^2$ ,  $p$  et  $p'$  les quadri-impulsions des hadrons incidents. La fonction  $N_h^{(n)}$  dénote la contribution du vertex pour  $n$  partons se couplant au hadron  $h$ .

En utilisant le théorème optique et les règles de coupures AGK, on peut calculer la fonction de profil totale,  $\gamma(s, b)$ , et la section efficace totale à partir de  $T_{h_1 h_2}$ . Une représentation graphique de ce calcul est montrée figure II.6. La section efficace totale est exprimée comme la

$$\sigma^{\text{tot}} = \sum_{\text{cut } P} \int \sum_{\text{uncut } P} \int \xrightarrow[\text{G}]{\text{cut}} \dots \xleftarrow[-G]{\text{uncut}}$$

$d\sigma_{\text{exclusive}}$

**Figure II.6** – Section efficace totale exprimée comme la somme de sections efficaces partielles. La somme est faite sur le nombre de pomerons coupés, une section efficace partielle comprenant donc un nombre quelconque de pomerons non coupés.

somme de sections efficaces partielles. C'est l'analogie de l'équation I.96. La somme est faite sur les pomerons coupés. Chaque section efficace partielle s'exprimant elle même comme une somme sur les pomerons non coupés. Sachant que la production de particules vient des pomerons coupés, on comprend que ces sections efficaces partielles sont d'une importance capitale pour

2. Pour simplifier la discussion, on se place dans le cas d'une collision p-p. La généralisation aux collisions A-A peut être trouvée dans [42] et [15].

le Monte-Carlo. La multiplicité sera par exemple schématiquement donnée par :

$$N \propto \sum_m \sigma_m \times m \quad (\text{II.16})$$

$m$  étant le nombre de pomerons coupés. Mon travail sur les charms et les photons ne portera que sur ces derniers.

Chaque section efficace partielle se factorise en terme des pomerons élémentaires  $G$  discutés dans la section précédente. Les pomerons coupés sont représentés par les pointillés violet verticaux. Ceux non coupés, correspondant aux lignes pleines violettes verticales, donnent une contribution négative.

Le but ici était d'expliquer le fonctionnement d'EPOS, en faisant le parallèle avec la théorie de Gribov-Regge. Cette théorie est utilisée comme guide pour le traitement phénoménologique de différents phénomènes telles les interactions multiples et la diffraction. On souhaite donc avoir un formalisme qui lui soit qualitativement identique. Bien sûr, la forme exacte des équations n'est pas la même.

Dans le premier chapitre, on a vu qu'avec les interactions multiples, le phénomène de saturation doit être pris en compte pour conserver une section efficace totale ayant un comportement physique. Cette saturation est introduite dans le programme en utilisant l'échelle de saturation  $Q_s^2$ , eq. I.74 et II.17. Les partons ayant une virtualité  $Q^2 < Q_s^2$  sont à saturation et ne peuvent être traités indépendamment. Il faut théoriquement resommer un nombre infini de diagrammes donnant des contributions non-linéaires à l'équation d'évolution associée au parton (ceci est fait par la théorie effective du Color Glass Condensate [35]). Dans notre cas, un traitement phénoménologique de la saturation est effectué en faisant évoluer le parton de  $Q^2 < Q_s^2$  à  $Q_s^2$  à l'aide de la fonction  $E_{soft}$ , eq. II.13. Pour  $Q^2 > Q_s^2$ , le parton n'est plus en saturation et son évolution sera basée sur l'équation DGLAP. Un des résultats classiques de la physique des petits  $x$  est :

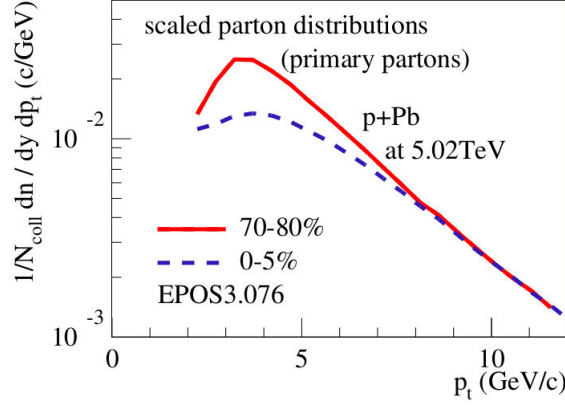
$$Q_s^2 \sim \frac{A^{1/3}}{x^\lambda} \sim \frac{N_{part}}{x^\lambda} \quad (\text{II.17})$$

$N_{part}$  étant le nombre de nucléons participants. Pour EPOS, l'expression suivante est utilisée :

$$Q_s^2 = B_{sat} \frac{N_{part}}{(1/\hat{s})^\lambda} \quad (\text{II.18})$$

$N_{part}$ , le nombre de participants, est estimé au niveau partonique.  $\hat{s}$  est l'énergie disponible pour le pomeron.

$B_{sat}$  est choisit de façon à assurer un  $R_{AA}$  égal à 1 pour les hauts pt, dans les collisions pA et AA. La valeur  $\lambda = 0.25$  est utilisée. Sur la figure II.7, on peut voir l'effet de cette échelle de saturation. Pour les collisions centrales, le nombre de participants est plus élevé et les effets de saturation plus forts. Concrètement, dans le programme, plus  $Q_s^2$  est élevé, plus le processus dur commence "tard" (à grande virtualité), moins il y a de particules de bas pt. Au contraire, à haut pt, correspondant à des  $x$  plus grands (équation I.71) et donc à un cas où les effets de saturation sont négligeables, les courbes coïncident. On obtient donc bien le comportement escompté.



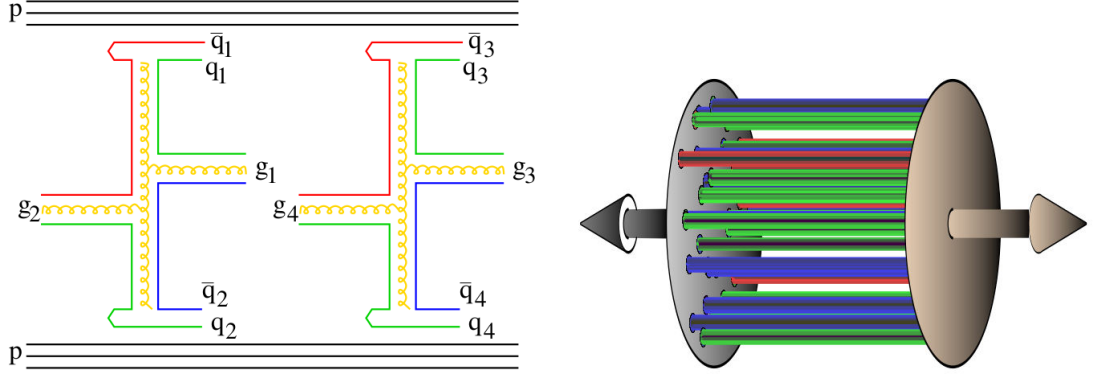
**Figure II.7** – Distributions en  $p_t$  des partons primaires pour les centralités 0-5% et 70-80%. Les courbes sont normalisées par le nombre de collisions binaires

## 4 Coeur et couronne / hydrodynamique et jets

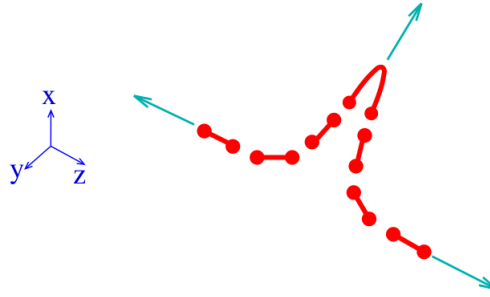
La description du QGP est basée sur des équations hydrodynamiques. Pour chaque évènement d'EPOS3, on utilise code hydrodynamique en 3+1 dimensions avec viscosité. Ce travail a été entièrement effectué par Yuri Karpenko. Pour donner une idée globale du fonctionnement du code, il n'est pas nécessaire de donner le détail des équations. Par contre, il est intéressant de savoir d'où viennent les conditions initiales pour le traitement hydro et comment celui-ci est relié au reste du programme. Une fois encore, cela est déterminé par les pomérons. Plus précisément, par la distribution spatiale des pomérons coupés.

Un pomeron coupé correspond à une échelle de couleur, figure II.8 gauche. Tout au long du MC pour générer les pomérons, des connexions de couleur sont faites pour garder un objet globalement blanc, créant ainsi des cordes de couleur. Sur la figure de gauche, il y en a quatre pour chaque pomérons. La description en terme de partons va être remplacée par des cordes relativistes dont la dynamique est déterminée par un lagrangien. Ces cordes de couleur, sont des objets principalement longitudinaux, figure II.8 droite. Elles vont finalement fragmenter en créant des paires  $q - \bar{q}$  (mécanisme de Schwinger), figure II.9. Les fragments seront identifiés à des hadrons ou des résonnances.

La zone où la densité de fragments de cordes est grande va constituer le plasma. Cette zone est également connue sous la dénomination de coeur (core). Les fragments perdent leur identité et l'ensemble va évoluer hydrodynamiquement. Ceux se trouvant dans des zones de plus faible densité ou ceux ayant un grand  $p_t$ , pourront s'échapper en tant que jets/hadrons. Cette zone est appelée la couronne (corona). La séparation coeur/couronne est faite en deux temps. Une première estimation de la taille du "plasma" est faite en regardant la zone où la densité de fragments de cordes,  $\rho(x, y)$ , est supérieure à une densité critique  $\rho_0$ . Dans un second temps, chaque fragment de corde se trouvant dans la zone "plasma" est considéré indépendamment. On détermine si celui-ci va réellement constituer le plasma ou s'il va pouvoir s'échapper à l'aide



**Figure II.8** – Gauche : Deux pomerons avec leurs connexions (cordes) de couleur. Droite : Représentation spatiale de ces cordes. Ce sont principalement des objets longitudinaux (image empreinte au cour de QCD [35]).



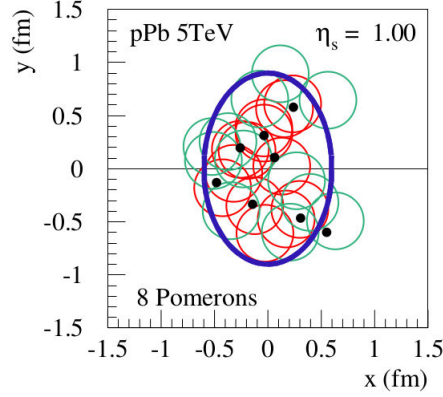
**Figure II.9** – Fragmentation d’une corde de couleur par création de paires  $q - \bar{q}$ .

de la formule :

$$p_t^{new} = p_t - f_{Eloss} \int_{\gamma} \rho \, dL \quad (\text{II.19})$$

$\gamma$  est la trajectoire suivit par le fragment et  $f_{Eloss}$  un paramètre du modèle. Si  $p_t^{new}$  est positif, le fragment de corde pourra s’échapper et fera donc parti de la couronne. Autrement, il sera inclut dans le coeur.

Toute cette procédure est faite à un temps propre initial  $\tau_0$ , qui est un paramètre du modèle. Les conditions initiales pour le traitement hydrodynamique sont donc déterminées par l’impulsion transverse et la distribution dans le plan transverse des cordes de couleur. Celle-ci est faite de la façon suivante. Pour commencer, dans chaque noyau, les nucléons sont distribués selon le modèle de Wood-Saxon. Lors d’une collision entre deux nucléons, des paires de partons vont interagir et un pomeron sera placé à mi-distance de deux partons formant une paire. Les partons sont distribués autour du nucléon suivant une exponentielle décroissante,  $\exp(-ar)$ .  $a$  est un paramètre du modèle. Un exemple, pour la distribution des pomerons dans le cas d’une collision p-Pb, est montré figure II.10. Sur cette figure, il y a huit pomerons (points noirs). Autour de chaque pomeron sont distribuées les cordes de couleur associées (cercle). Celles en rouge font parti du coeur et fixent les conditions initiales pour l’évolution hydrodynamique. L’ellipse bleue



**Figure II.10** – Distribution dans le plan transverse des cordes de couleur. Les points noirs correspondent aux pomérons. Autour d’eux sont disposé au hasard les cordes de couleurs. Les rouges font parti du coeur, les vert de la couronne. L’ellipse bleue est là pour guider l’œil.

est là pour guider l’œil. Dans l’exemple ci-dessus, le milieu développera principalement un flow elliptique.

Finalement, les cordes appartenant à la couronne vont fragmenter en hadrons en utilisant un modèle de fragmentation de type cordes de Lund. Le coeur va évoluer hydrodynamiquement, puis à la température  $T_H$ , il y aura un freeze-out et le milieu sera transformé en particules en utilisant la méthode de Cooper-Fry. Finalement, les hadrons créés pourront encore interagir via une cascade hadronique.

## 5 Quelques résultats

Comme discuté dans l’introduction, le  $v_2$  est la conséquence d’un comportement collectif lié à la création d’un milieu et d’une condition initiale anisotropique. Une comparaison aux données d’ALICE est faite sur la figure II.11. Pour une direction donnée, la vitesse sera la même pour toutes les particules créées à partir du fluide. Ainsi, les particules plus massives auront une impulsion plus élevée. Sur la figure, on remarque en effet que les protons sont poussés à une plus grande impulsion transverse que les pions. Ce phénomène est appelé le mass splitting.

Une autre observable intéressante est le ridge. Elle est obtenue en corrélant une particule trigger de  $p_t \in [2, 4]$  GeV à des particules associées ayant un  $p_t \in [1, 2]$  GeV. Dans notre modèle, le plasma est créé dans les cas de grande densité de cordes de couleur (quel que soit le type de collision). Le fait que ces cordes soient des objets principalement longitudinaux entraîne une invariance de la forme du plasma suivant l’axe  $z$ . Sur la figure II.12, excepté un pic à  $\Delta\eta = 0$  dû aux jets, on retrouve cette invariante suivant l’axe  $\Delta\eta$ . La forme obtenue sur l’axe  $\Delta\phi$  est liée à une contribution dominante du  $v_2$ .

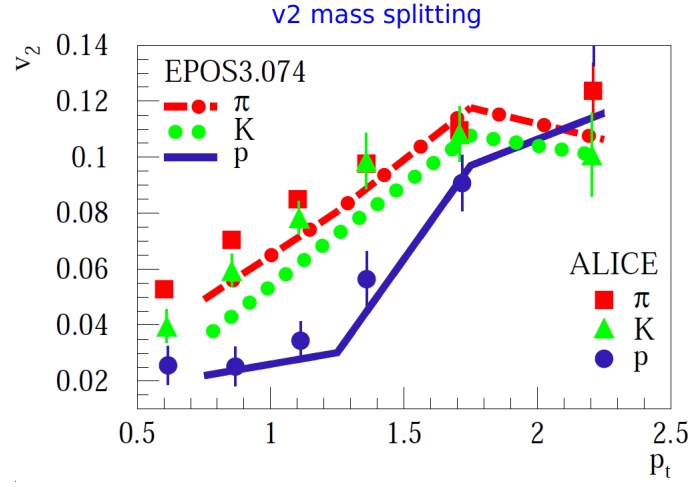


Figure II.11 –  $v_2$  pour les pions, kaons et protons.

ALICE

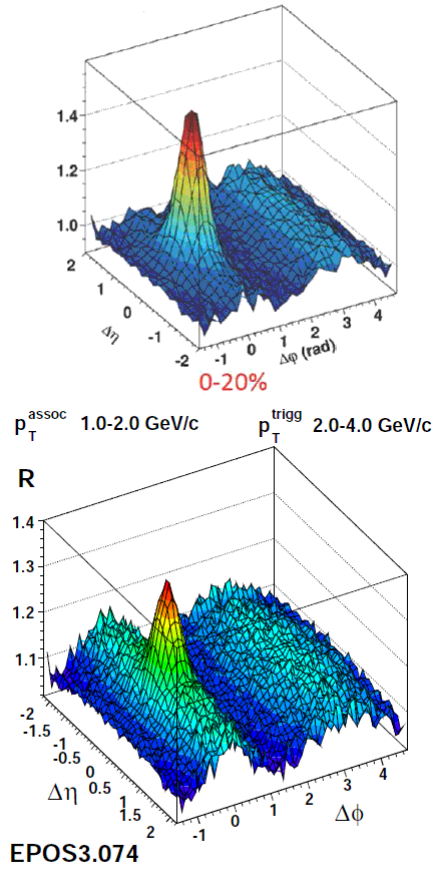


Figure II.12 – Ridge obtenu par EPOS3 pour les collisions p-Pb comparé au résultat d'ALICE.



---

---

# Chapitre III

---

## Implémentation des pomerons semi-durs

Le chapitre 3 est un chapitre technique dans lequel beaucoup de détails seront donnés. Le but sera d'expliquer mon travail en étant le plus proche possible du code. La notation des variables sera donc la même que celle utilisée dans le programme, permettant ainsi aux futurs utilisateurs une prise en main plus rapide. A la fin du chapitre, on trouvera des tableaux listant toutes les sousroutines/fonctions (classées par ordre alphabétique) liées à la production d'un pomeron coupé. La liste n'est pas exhaustive et certaines informations jugées de moindre importance non pas été données.

La production d'un pomeron coupé peut être décomposée en plusieurs étapes :

1. Détermination d'une configuration [# de pomerons coupés, # pomerons non coupés, fractions  $x_{pe+}$  et  $x_{pe-}$  pour chaque pomeron] en utilisant les sections efficaces exclusives. Dans le programme, cela est fait à l'aide de la fonction `om52pp`, donnant les fonctions de profils (eq. II.12 pour le cas sea-sea). Les variables ont déjà été présentées chapitre II, figure II.3.
2. Détermination des fractions  $x+$  et  $x-$  pour chaque pomeron coupé (l'objet de ce chapitre). Le Monte-Carlo est basé sur l'intégrande de `om52pp`.
3. Production des partons constituant l'échelle à l'aide des cascades partoniques et du processus de born (l'objet du prochain chapitre)

Ayant à la fois travaillé sur le calcul des fonctions de profile (`om52pp`) et sur le MC pour  $x+$ ,  $x-$ , je vais successivement expliquer leur fonctionnement. Les calculs pour `om52pp` pourront être réutilisés pour le MC.

### 1 Fonction de profil pour les pomerons élémentaires

Dans la formule (II.12),  $\sigma_{hard}^{ij}$  correspond à l'échelle partonique. La définition des  $E_{soft}$  peut être trouvée dans [16]. Finalement le facteur  $g(x_{pe}^+, x_{pe}^-, b)$  gérant l'influence du paramètre d'impact dépend du type de pomeron et peut être trouvé dans [16] ou [15].

On veut donc calculer :

$$\frac{1}{2}\omega = \int \int dxm dxp(...) \quad (\text{III.1})$$



### Chapitre III. Implémentation des pomerons semi-durs

---

On commence par le changement de variables  $xm = f_1(z, u)$ ,  $xp = f_2(z, u)$  avec  $z = xm * xp$ . On peut donc réécrire l'intégrale :

$$\frac{1}{2}\omega = \int \int dz du * |J1|(...) \quad (\text{III.2})$$

où  $|J1|$  est le jacobien associé au changement de variables (et dépend du type de pomeron). Les intégrales sont faites en utilisant la méthode de Gauss-Legendre (voir annexe). On va donc faire les changements de variables :

$$z(t) = \frac{1}{2}(zma1 + zmi1 + t(zma1 - zmi1))^{1/(\delta_h - \delta_s)} \quad (\text{III.3})$$

$$u(t') = \frac{1}{2}(umax + umin + t'(umax - umin)) \quad (\text{III.4})$$

avec les jacobiens associés :

$$|J2| = \frac{1}{2} \frac{(zma1 + zmi1)}{(\delta_h - \delta_s)} z(t)^{1-\delta_h+\delta_s} \quad (\text{III.5})$$

$$|J3| = \frac{1}{2}(umax - umin) \quad (\text{III.6})$$

$\delta_h$  et  $\delta_s$  étant des constantes du programme. Finalement la formule générale utilisée est :

$$\frac{1}{2}\omega = \int \int dt dt' |J1||J2||J3|(...) \quad (\text{III.7})$$

avec  $|J1|$  qui sera à calculer pour chaque type de pomeron.

Les bornes des intégrales sont contraintes par 2 coupures :

1. Sur la "masse" (minimale) du Pomeron  $s_h = xpxm\hat{s} = z\hat{s}$
2. Sur la fraction à la sortie du processus soft ( $xm$  et  $xp$ ) des gluons ou quarks de la mer

On a donc les conditions :

$$zmin < z < 1 \quad (\text{III.8})$$

$$xm, xp > z_{soft} \sim 0.1 \quad (\text{III.9})$$

Je vais maintenant légèrement détailler les calculs pour le pomeron sea-sea puis je donnerai les résultats pour les autres.

**pomeron sea-sea :**

$$xp(z, u) = z^u \quad (\text{III.10})$$

$$xm(z, u) = z/xp(z, u) \quad (\text{III.11})$$

Le jacobien de ce changement de variables est :

$$|J1| = -\ln(z) \quad (\text{III.12})$$

### III.1 Fonction de profil pour les pomerons élémentaires

Dans le programme, la variable  $z$  est choisie en première. Les bornes pour  $u$  sont maintenant choisies pour un  $z$  fixé.

$$xp_{min} = \frac{z}{xm_{max}} > z_{soft} \quad (\text{III.13})$$

On va devoir différencier 2 cas :

1.  $z > z_{soft} \rightarrow xm_{max}, xp_{max} = 1$
2.  $z < z_{soft} \rightarrow xm_{max}, xp_{max} = z/z_{soft}$

Pour le premier cas, utilisant les définitions de  $xp(z, u)$  et  $xm(z, u)$  on a donc :

$$z_{soft} < z^u < 1 \quad (\text{III.14})$$

$$z_{soft} < z^{1-u} < 1 \quad (\text{III.15})$$

Pour  $u$  on obtient donc les 2 conditions :

$$0 < u < \frac{\ln(z_{soft})}{\ln(z)} \quad (\text{III.16})$$

$$1 - \frac{\ln(z_{soft})}{\ln(z)} < u < 1 \quad (\text{III.17})$$

et donc  $0 < u < 1$ . En faisant le même raisonnement on trouvera pour le second cas :  $\frac{\ln(z_{soft})}{\ln(z)} > u > 1 - \frac{\ln(z_{soft})}{\ln(z)}$ .

**pomeron val-sea :**

$$xp(z, u) = \cos(u)^2 \quad (\text{III.18})$$

$$xm(z, u) = z/xp(z, u) \quad (\text{III.19})$$

$$|J1| = 2 \cos(u) \sin(u) = 2\sqrt{xp}\sqrt{1-xp} \quad (\text{III.20})$$

Encore une fois on va devoir distinguer entre 2 cas pour les bornes :

$$1. \ z > z_{soft} \rightarrow umin = 0, umax = \arccos(\sqrt{z})$$

$$2. \ z < z_{soft} \rightarrow umin = \arccos(\sqrt{z/z_{soft}}), umax = \arccos(\sqrt{z})$$

Pour le cas sea-val il suffit d'inverser  $xp$  et  $xm$ .

**pomeron val-val :**

$$xp(z, u) = 1 - \left( \frac{1 - e^{-u}}{1 + e^{-u}} \right)^2 \quad (\text{III.21})$$

$$xm(z, u) = z/xp(z, u) \quad (\text{III.22})$$

$$|J1| = xp\sqrt{1-xp} \quad (\text{III.23})$$

$$umax = -\ln \left( \frac{1 - \sqrt{1-z}}{1 + \sqrt{1-z}} \right), umin = 0 \quad (\text{III.24})$$

On sait maintenant comment calculer les fonctions de profil pour les pomerons élémentaires. Le calcul fait intervenir "l'évolution soft" puis l'évolution dure et finalement le processus de born. Ces fonctions sont utilisées pour choisir une configuration. Une fois les pomeron ends fixés, on peut utiliser les formules précédentes non intégrées sur les variables  $xp$ ,  $xm$  pour générer ces dernières par Monte-Carlo. Ceci a été une autre partie de mon travail que je vais détailler maintenant.

## 2 Monte-Carlo

Le principe d'un Monte-Carlo est de reproduire une distribution de probabilité  $p(x)$  à l'aide de nombres aléatoires. La simulation se fait en 2 temps :

1. Proposition pour la variable  $x$  à l'aide d'un nombre aléatoire
2. Acceptation de cette proposition en utilisant la distribution de probabilité  $p(x)$

Pour la fonction de proposition  $f(r)$  ( $r$  étant le nombre aléatoire) on peut distinguer 2 cas. Dans le premier, la proposition pour  $x$  est uniforme. La fonction d'acceptation  $A(x)$  correspond alors simplement à la distribution de probabilité :

$$x = f(r), \quad f(r) = C_1 r + C_2 \quad (\text{III.25})$$

$$A(x) = p(x)/p_{\max} \quad (\text{III.26})$$

Dans le second cas, la proposition de  $x$  est non-uniforme (Monte-Carlo plus efficace), mais on peut revenir au cas précédent de la façon suivante :

$$r = f^{-1}(x) \quad (\text{III.27})$$

et  $r$  est toujours le nombre aléatoire distribué [uniformément](#).

$$\int dx p(x) = \int dx (f^{-1}(x))' \frac{p(x)}{(f^{-1}(x))'} = \int dr \frac{p(x(r))}{(f^{-1}(x(r)))'} \quad (\text{III.28})$$

On est revenu au cas précédent (pas d'intégration uniforme) mais avec une distribution de probabilité pondérée

$$x = f(r), \quad f(r) \neq C_1 r + C_2 \quad (\text{III.29})$$

$$A(x) = \frac{p(x)}{(f^{-1}(x))'} \frac{1}{N} \quad (\text{III.30})$$

avec le facteur  $N = \max [p(x)/(f^{-1}(x))']$ .

Concrètement, on choisit une valeur de  $x$  en tirant un nombre aléatoire, puis on calcule la valeur de la fonction d'acceptation pour le  $x$  choisi. Finalement on tire de nouveau un nombre aléatoire  $r$  :

- si  $r > A(x)$  : proposition refusée  $\Rightarrow$  on recommence
- sinon la valeur proposée pour  $x$  est acceptée et on continue la simulation

Dans la sous-section précédente on a vu comment se faisait le calcul de  $\frac{1}{2}\omega(xpe^+, xpe^-, s_{nn}, b)$ . Cette fonction va être utilisée comme distribution de probabilité pour générer les variables  $xpe^+$  et  $xpe^-$ . De même l'intégrant de cette fonction va être utilisé pour générer les variables  $xp$  et  $xm$  :

$$p(xp, xm) = E_{soft}^k(xpe^+, xp)E_{soft}^l(xpe^-, xm)\sigma_{hard}^{k,l}(xp * xm * \hat{s})g(b, xpe^+, xpe^-) \quad (\text{III.31})$$

Les autres variables étant fixées. Une partie de ma thèse a été de s'occuper de ce Monte-Carlo. Celui-ci est fait en utilisant exactement les mêmes changements de variables,  $xp(z, u)$  et  $xm(z, u)$ , que dans la sous-section précédente. Les bornes sont donc les mêmes. Les variables  $u$  et  $z$  sont générées à l'aide de fonctions de proposition non-uniformes. Donner toutes les formules utilisées n'est pas d'un grand intérêt scientifique, mais malgré tout nécessaire. Je vais donc lister les résultats pour les différents types de pomerons, puis je montrerai les résultats obtenus. La section se terminera sur la discussion d'un problème technique rencontré pour ce Monte-Carlo

### pomeron sea-sea :

Dans chaque cas on veut faire le calcul :

$$gb(xp, xm) = \frac{p(xp, xm)}{b(xp, xm)} \frac{1}{gb0} \quad (\text{III.32})$$

où  $p(xp, xm)$  est la distribution de probabilité précédente [III.31](#),  $b(xp, xm)$  le "biais" dû aux propositions non-uniformes et  $gb0$  un facteur de normalisation. Le choix optimal est :

$$gb0 = \max_{xp, xm} \left( \frac{p(xp, xm)}{b(xp, xm)} \right) \quad (\text{III.33})$$

On peut laisser de côté la fonction  $g(b, xpe^+, xpe^-)$  car elle ne dépend que de variables fixées qui seront donc supprimées avec le facteur de normalisation. Pour les expressions précises des fonctions  $E_{soft}^k$  suivant le type de pomeron, se référer à la documentation sur EPOS [\[15\]](#). Finalement,  $\sigma_{hard}^{k,l}(xp * xm * \hat{s})$  est donné par la formule [II.5](#). Il ne reste donc plus qu'à calculer le "biais".

Dans le Monte-Carlo on va faire une proposition pour les variables  $z$  et  $xp$ . Pour les trois pomerons, la proposition pour  $z$  sera :

$$z = (xmin1 + r(xmax1 - xmin1))^{\frac{1}{\delta_h - \delta_s}} \quad (\text{III.34})$$

$r$  étant un nombre aléatoire uniformément distribué. Les bornes maximale et minimale ont déjà été étudiées dans la sous section précédente. En utilisant la méthode expliquée précédemment pour le calcul du "biais" on a :

$$r = \frac{z^{\delta_h - \delta_s} - xmin1}{xmax1 - xmin1} = B_1(z) \quad (\text{III.35})$$

### Chapitre III. Implémentation des pomerons semi-durs

---

Il faut ensuite dériver cette fonction par rapport a  $z$  et on obtient :

$$b_1(z) = B'_1(z) = (\delta_h - \delta_s) \frac{z^{\delta_h - \delta_s - 1}}{x_{max}1 - x_{min}1} \quad (\text{III.36})$$

Puis on fait la proposition pour  $xp$  :

$$xp = x_{pmin} \left( \frac{x_{pmax}}{x_{pmin}} \right)^r \quad (\text{III.37})$$

encore une fois on prend la fonction inverse que l'on dérive, ce qui donne :

$$r = \ln \left( \frac{xp}{x_{pmin}} \right) / \ln \left( \frac{x_{pmax}}{x_{pmin}} \right) = B_2(xp) \quad (\text{III.38})$$

$$b_2(xp) = 1 / \left( xp \ln \left( \frac{x_{pmax}}{x_{pmin}} \right) \right) \quad (\text{III.39})$$

On obtient ainsi :

$$b(z, xp) = b_1(z)b_2(xp) \quad (\text{III.40})$$

Mais il se trouve que nous sommes intéressés par la fonction  $b(xm, xp)$ . En prenant le calcul précédent à l'envers et en faisant le changement de variable  $xm = \frac{z}{xp}$  on peut écrire :

$$\int_{z_{min}}^z \int_{xp_{min}}^{xp} dz' dxp' b(z', xp') = r = \int_{z_{min}}^z \int_{xp_{min}}^{xp} dxm' dxp' xp' b(z'(xm'), xp') \quad (\text{III.41})$$

On a donc le résultat final :

$$b(xm, xp) = xp * b(z, xp) \quad (\text{III.42})$$

#### pomeron sea-val :

La proposition pour  $z$  ne change pas. Pour  $xp$  on a :

$$t = t_{min} + r(t_{max} - t_{min}) \quad (\text{III.43})$$

$$xp = \cos(t)^2 \quad (\text{III.44})$$

Puis on inverse la fonction :

$$t = \arccos(\sqrt{xp}) \quad (\text{III.45})$$

$$r = B_2(xp) = \frac{\arccos(\sqrt{xp}) - t_{min}}{t_{max} - t_{min}} \quad (\text{III.46})$$

On obtient finalement :

$$b(xm, xp) = \frac{\sqrt{xp}}{(t_{max} - t_{min})2\sqrt{1 - xp}} * \frac{(\delta_h - \delta_s)z^{\delta_h - \delta_s - 1}}{x_{max}1 - x_{min}1} \quad (\text{III.47})$$

### pomeron val-val :

Enfin, pour le pomeron val-val on a la proposition :

$$t = tmin + r(tmax - tmin) \quad (III.48)$$

$$xp = 1 - \left( \frac{1 - e^{-t}}{1 + e^{-t}} \right)^2 \quad (III.49)$$

$$t = \ln \left( \frac{1 + \sqrt{1 - xp}}{1 - \sqrt{1 - xp}} \right) \quad (III.50)$$

$$r = B_2(xp) = \left[ \ln \left( \frac{1 + \sqrt{1 - xp}}{1 - \sqrt{1 - xp}} \right) - tmin \right] \frac{1}{tmax - tmin} \quad (III.51)$$

On obtient le résultat final :

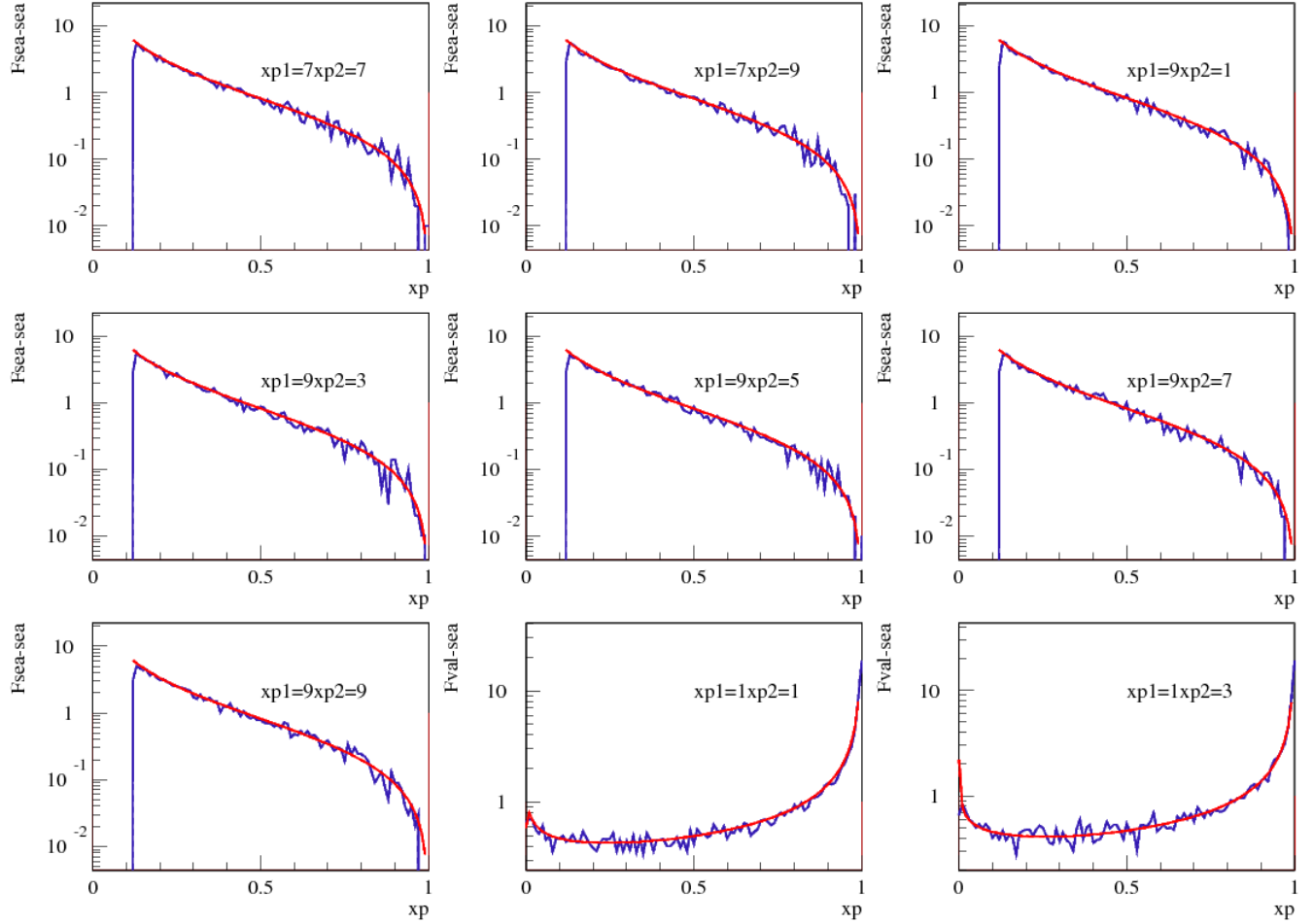
$$b(xm, xp) = \frac{1}{(tmax - tmin)\sqrt{1 - xp}} * \frac{(\delta_h - \delta_s)z^{\delta_h - \delta_s - 1}}{xmax1 - xmin1} \quad (III.52)$$

Il a ensuite été implémenté deux courtes sousroutines pour tester le Monte-Carlo, en comparant les courbes théoriques données par la distribution de probabilité III.31 aux résultats donnés par la simulation. Voici ce que l'on obtient (pour un nombre de simulations assez faible) :

## 2.1 Problème rencontré

De temps en temps, la simulation était environ dix fois plus longue que d'habitude. Dans mon cas, le problème venait d'une trop grande variation de la fonction d'acceptation  $p(x)$ . Cette fonction est normalisée de façon à ce que sa valeur maximale donne 1. Si maintenant la variation de cette fonction avec  $x$  est trop grande, alors dans certain cas on obtient par exemple  $p(x) \sim 10^{-6}$ . Or, pour que la proposition soit acceptée on a la condition  $r < p(x)$ . On voit donc le problème, la probabilité de tirer une valeur de  $r < 10^{-6}$  étant faible. L'une des façons de régler le problème est de faire un changement de variable. Ce n'est pas le choix que j'ai fait, pour plusieurs raisons. La première a été la volonté d'améliorer le programme en effectuant le moins de changements possibles (moins d'erreurs et plus de visibilité pour les autres personnes travaillant sur le programme). La seconde était de d'intervenir simplement et rapidement ; en effet, trouver le bon changement de variable peut être compliqué.

Pour régler le problème, deux techniques distinctes ont été utilisées. La première a été de regarder la valeur moyenne (sur  $xm$  et  $xp$ , les variables que l'on veut générer) de la fonction d'acceptation par rapport aux variables  $xpe^+$  et  $xpe^-$ . Nommons cette fonction moyennée



**Figure III.1** – Une partie des tests du Monte-Carlo pour les différents pomerons (ici sea-sea et val-sea). Les courbes sont tracées en fonction de  $xp$  pour différentes valeurs de  $xpe^+ = xp1/10$  et  $xpe^- = xp2/10$

$m(xpe^+, xpe^-)$ . On remarque que la fonction  $m$  devrait aussi dépendre du paramètre d'impact  $b$  mais je n'ai pas fait cette étude. Une normalisation proportionnelle à  $m(xpe^+, xpe^-)$  a donc été ajoutée limitant ainsi la variation trop grande de la fonction d'acceptation. Le Monte-Carlo a été amélioré de façon insuffisante (méthode trop vulgaire ou fait de façon pas assez précise). La seconde "technique" utilisée et qui, à mon avis, est une très bonne solution dans les cas où les valeurs très faibles de la fonction d'acceptation ne sont pas trop fréquentes, est une "normalisation dynamique". L'idée est de faire la simulation habituelle en enregistrant la valeur de la fonction d'acceptation si celle-ci est plus grande que la valeur actuellement enregistrée. Ainsi, après un nombre de boucles suffisamment grand (ce qui sera le si la fonction d'acceptation  $p(xm, xp) \ll 1$ ) on peut considérer que l'on a la valeur maximale de  $p()$ . Dans les cas problématiques, cette valeur maximale sera elle aussi très inférieure à 1. En normalisant par cette valeur on va donc augmenter considérablement la vitesse du Monte-Carlo. Prenons un exemple

concret :

$$xpe^+ = 0.8 \tag{III.53}$$

$$xpe^- = 0.9 \tag{III.54}$$

$$p(xm, xp) \sim [10^{-6}, 10^{-3}] \tag{III.55}$$

Dans ce cas les faibles valeurs de  $p()$  rendent le Monte-Carlo lent. Après  $n = 10000$  refus de la proposition, la valeur maximale enregistrée pour  $p()$  est  $8 * 10^{-2}$ . On normalise la fonction d'acceptation par cette valeur et on obtient donc  $p(xm, xp) \sim [10^{-3}, 1]$ . Cette méthode m'a permis de supprimer tout les cas ou le temps de simulation était beaucoup plus grand que le temps habituel, tout en ayant des résultats satisfaisants pour la simulation. Ici le risque est de choisir  $n$  trop petit, dans ce cas on normalise par un facteur qui n'est pas la valeur maximale de  $p()$  et au prochain essai on pourrait avoir  $p() > 1$  et donc accepter une valeur qui n'aurait pas dû l'être. Si ce cas se présente trop souvent, le Monte-Carlo sera mauvais.



### Chapitre III. Implémentation des pomerons semi-durs

**Tableau III.1** — Tableau des sousroutines et fonctions du programme utilisées pour la production d'un pomeron coupé.

Fichier	Subroutine/fonction	Rôle	Appelle ...	Est appelé par ...
sem.f	EsoftValTil, EsoftQuarkTil, EsoftGluonTil	Distribution des partons dans le nucléon		psahot, om52pp
sem.f	ffborn	$\sum_{ij} pdf_i pdf_j psbori$ . Les pdfs utilisés sont donnés en argument de ffborn	psbori	psjeti, psjetj, psborn
sem.f	ffom12	$F(x_{pe+})F(x_{pe-})\omega_{ij}$ , eq. II.14	om52pp, Fsea, Fval	xEmstest2
sem.f	Fsea, Fval	Fonctions de vertex		ffom12
sem.f	om52pp	Calcule les fonctions de profil $\omega_{ij}/2$ , eq. II.12	pijet, EsoftValTil, EsoftQuarkTil, EsoftGluonTil	xEmstest, xEmstest2, distributionX, ffom12
sem.f	pijet	interpolation des sections efficaces $\sigma_{hard}$ , $\sigma_{ord}$ et $\sigma_{born}$		om52pp
rsh.f	psabor	M.C pour le processus de born	pssalf, psbori, psuds, timsh2, psreti	psahot
rsh.f	psahot	Subroutine centrale pour la production de pomerons coupés. La cascade spacelike y est directement faite	psjti0, psjti, psjt11, psbint, psjci, EsoftValTil, EsoftQuarkTil, EsoftGluonTil, psfap, psfapel, psuds, pssalf, timsh1, psabor, psreti, psjarr	
sem.f	psbint	$\sigma_{born}$ (interpolation). Fig. IV.2, eq. IV.4	psborn, via le tableau csbor	psahot
sem.f	psbori	Amplitudes de born au carrés, tableau IV.1		ffborn, psabor

### III.2 Monte-Carlo

Fichier	Subroutine/fonction	Rôle	Appelle ...	Est appelé par ...
sem.f	psborn	$\sigma_{born}$ avec un facteur de Sudakov de chaque coté Fig. IV.2, eq. IV.4	ffborn, puds	
sem.f	psevi	$\overline{E}_{QCD}$ : évolution d'un parton $i$ en un parton $j$ avec au moins une émission		psjeti, psjetj
sem.f	psfap, psfapel	Fonctions de splitting		psahot
rsh.f	psjarr	Forme les cordes de couleur $q - g \dots g - \bar{q}$		psahot
sem.f	psjci	Equivalent de psjet1 avec un charm du coté sans émission		psahot
sem.f	psjet	$\sigma_{hard}$ . psjet = $\int$ psjeti	psjeti, pssalf	psjti
sem.f	psjet1	$\sigma_{ord}$ . psjet1 = $\int$ psjetj	psjetj, pssalf	psjti1
sem.f	psjeti	Intégrande de $\sigma_{hard}$	psevi, ffborn	psjet
sem.f	psjetj	Intégrande de $\sigma_{ord}$	psevi, ffborn	psjet1
sem.f	psjti,psjti0	$\sigma_{hard}$ (interpolation). Fig. IV.2, eq. IV.1	psjet, via les tableaux cstot*	psahot
sem.f	psjti1	$\sigma_{ord}$ (interpolation). Fig. IV.2, eq. IV.3	psjet1, via le tableau csord	psahot
rsh.f	psreti	Reconstruit la 4-impulsion (dans le ref du lab) des partons finaux		psabor, psahot
sem.f	pssalf( $Q^2/\Lambda_{QCD}^2$ )	$\alpha_s(Q^2)$		

### Chapitre III. Implémentation des pomerons semi-durs

---

Fichier	Subroutine/fonction	Rôle	Appelle ...	Est appelé par ...
sem.f	psuds	Facteur de forme de Sudakov		psahot, psjetj, psborn
	rangen()	Nombre aléatoire $\in [0, 1]$		
sem.f	sudtim	Facteur de forme de Sudakov pour la cascade timelike		timsho
tim.f	timsh1/timsh2	Initialisation de la cascade timelike pour les partons venant de la cascade spacelike/du processus de born	timsho	psahot/psabor
tim.f	timsho	Cascade timelike	idmass, pssalf, sudtim	timsh1, timsh2

---

---

# Chapitre IV

---

## Charm

La physique du charm est exactement la même que celle des autres quarks, et celle-ci est fonction de la masse. Il sera donc produit lors des mêmes processus, cependant, sa masse élevée rendra la probabilité de production négligeable dans certain cas (par exemple, lors de l'hadronisation non-perturbative<sup>1</sup>). Le charm est produit de façon importante dans les cascades partoniques et le processus de born. Il a donc fourni un test précis de ces Monte-Carlos. Suite à ces tests, certaines modifications ont été apportées<sup>2</sup>.

Suite à une introduction sur l'intérêt des saveurs lourdes et des sondes dures, les MCs pour la cascade timelike, le processus de born et la cascade spacelike seront détaillés. Le fonctionnement initial sera expliqué pour ensuite donner les modifications apportées. On observera l'effet de ces modifications sur le spectre en  $p_t$  du charm. Finalement, les résultats pour les mésons D seront comparés aux données expérimentales.

### 1 Intérêt des saveurs lourdes

Les saveurs lourdes font partie des sondes dures. Le terme "dure" signifie que la quantité d'énergie mise en jeu est importante. Ces particules sont donc créées rapidement (cf équation I.7) . En particulier, elles sont créées avant qu'un milieu n'ait le temps de se former. Sachant cela, on peut distinguer deux situations :

1. Collision sans création d'un milieu : l'étude des saveurs lourdes fournira alors des informations sur les premiers instants de la collision
2. Collision avec création d'un milieu : Les saveurs lourdes vont traverser ce milieu et leurs propriétés initiales seront modifiées. L'observation de ces modifications permettra de déduire certaines propriétés du milieu créé, telles sa température ou sa densité.

Les sondes dures sont des sondes très "précises" pour plusieurs raisons. Pour commencer, les calculs peuvent être faits en utilisant la pQCD. Ensuite, la création de ces sondes nécessitant beaucoup d'énergie, elles ne peuvent pas être créées dans le plasma ou pendant l'hadronisation non-perturbative. On sait donc exactement quand et comment elles sont créées. Ce sont ces

---

1. Dans notre cas, l'hadronisation non-perturbative est basée sur le modèle des cordes de Lund et commence à faible virtualité,  $Q^2 \sim \Lambda_{QCD}^2$ . Des charms peuvent y être créés si celle-ci commence à  $Q^2 \sim 1\text{GeV}^2$ .

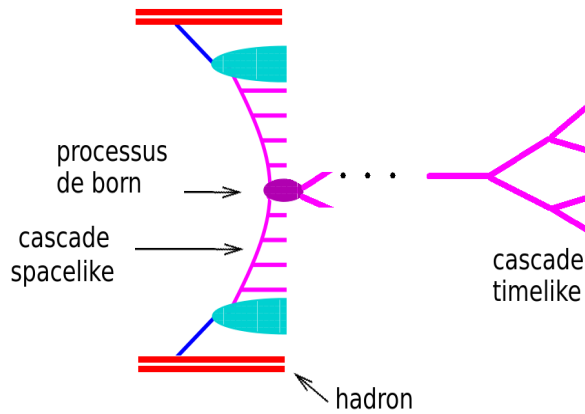
2. Améliorant également la production des saveurs légères.

différentes qualités qui rendent l'utilisation des saveurs lourdes et des photons prompts si intéressante.

Dans le cas de cette thèse, le travail sur les sondes dures consistera à reproduire les données expérimentales pour les collisions proton-proton, dans lesquelles on suppose qu'aucun milieu n'est créé<sup>3</sup>. Le but étant de vérifier l'implémentation et de tester notre modèle, en vu des futures études sur le milieu. Un autre intérêt de ce travail est tout simplement d'offrir la possibilité aux expérimentateurs d'utiliser EPOS pour la physique des saveurs lourdes et des photons prompts.

## 2 Production du charm

Le charm peut être produit dans les cascades partoniques (chap. I, section 4) ainsi que dans le processus de born, qui correspond à la collision partonique  $2 \rightarrow 2$ . La chronologie est la



**Figure IV.1** – Le charm peut être produit durant la cascade spacelike, le processus de born ou la cascade timelike.

suivante (figure IV.1) :

1. De chaque cotés, un parton est choisit.
2. Ces partons vont avoir une évolution soft (grande ovale bleue), paramétrée en s'inspirant de la théorie de Regge.
3. Lorsque leur virtualité devient plus grande que l'échelle de saturation,  $Q^2 > Q_s^2$ , la cascade spacelike commence. Durant cette cascade, le parton spacelike voit sa virtualité augmenter en émettant des partons timelikes (traits violets horizontaux).
4. Une fois les émissions terminées de chaque cotés, les deux partons spacelikes vont se collisionner. Le traitement de cette partie, appelée processus de born, est fait en utilisant les sections efficaces partoniques données par la pQCD.

3. Ce qui n'est sûrement pas vrai pour les hautes multiplicités. Malgré tout, celles-ci étant rares en pp, cela reste une bonne approximation.

5. Finalement, les partons émis durant la cascade spacelike ainsi que ceux sortant du processus de born vont initier des cascades timelikes (leur virtualité étant non nulle).

Rappelons que les distributions initiales des partons dans le hadron étant une prédiction de la théorie de Regge, EPOS n'utilise pas de PDF pour les gluons et les quarks de la mer. Au contraire, les quarks de valence se trouvant principalement à grand  $x$ , hors du domaine d'applicabilité de cette théorie, l'utilisation des PDFs sera nécessaire. Actuellement, il n'y a pas de charm dans les distributions partoniques initiales. C'est une bonne approximation sachant que dans notre cas, initial correspond à  $Q^2$  de l'ordre de quelques GeV. Il peut cependant y avoir un charm entrant dans le processus de born, conséquence du splitting d'un gluon en une paire  $c\bar{c}$  lors de la cascade spacelike.

## 2.1 Cascade spacelike

La procédure pour la cascade spacelike n'a pas fondamentalement changé. Des raffinements ont été faits, ainsi que certaines modifications visant à unifier le formalisme entre saveurs légères et saveurs lourdes. Je vais commencer par rappeler le fonctionnement du Monte-Carlo (voir [15] pour plus de détails), puis je détaillerai les changements effectués.

On souhaite générer les émissions dans le haut (forward) et le bas (backward) de l'échelle partonique. Le Monte-Carlo est basé sur les formules pour  $\sigma_{hard}$ ,  $\sigma_{ord}$  et  $\sigma_{born}$  :

$$\begin{aligned} \sigma_{hard}^{ij}(\hat{s}, Q_1^2, Q_2^2) &= K \sum_{kl} \int dx_B^+ dx_B^- dp_t^2 \frac{d\sigma_{born}^{kl}}{dp_t^2}(x_B^+ x_B^- \hat{s}, p_t^2) \\ &\times E_{QCD}^{ik}(x_B^+, Q_1^2, M_F^2) E_{QCD}^{jl}(x_B^-, Q_2^2, M_F^2) \Theta(M_F^2 - \max[Q_1^2, Q_2^2]) \end{aligned} \quad (IV.1)$$

Le facteur  $K$  n'a ici pas d'importance car on s'intéresse à des rapports de sections efficaces utilisant toutes le même facteur.  $x_B^+$  et  $x_B^-$  correspondent aux fractions d'impulsion des partons initiaux coté forward et backward :

$$k_B^+ = x_B^+ k^+; \quad k_B'^- = x_B^- k'^- \quad (IV.2)$$

Les variables light cone sont utilisées. L'exposant ' désigne le coté backward. L'indice  $B$  est associé aux partons entrant dans le processus de born. La fonction  $E_{QCD}^{ik}(x_B^+, Q_1^2, M_F^2)$  obéit à l'équation DGLAP et correspond à l'évolution d'un parton  $i$  ayant la virtualité  $Q_1^2$  en un parton  $k$  ayant la virtualité  $M_F^2$  et la fraction d'impulsion  $x_B^+$ . On peut associer à  $\sigma_{hard}$  le premier diagramme de la figure IV.2. Attention : des émissions sont dessinées de chaque coté, mais la fonction  $E_{QCD}$  prend en compte la possibilité qu'il n'y ait pas d'émission. Le diagramme du milieu correspond à :

$$\begin{aligned} \sigma_{ord}^{ij}(\hat{s}, Q_1^2, Q_2^2) &= K \sum_k \int dx_B^+ dx_B^- dp_t^2 \frac{d\sigma_{born}^{kj}}{dp_t^2}(x_B^+ x_B^- \hat{s}, p_t^2) \\ &\times E_{QCD}^{ik}(x_B^+, Q_1^2, M_F^2) \Delta^j(Q_2^2, M_F^2) \Theta(M_F^2 - \max[Q_1^2, Q_2^2]) \end{aligned} \quad (IV.3)$$

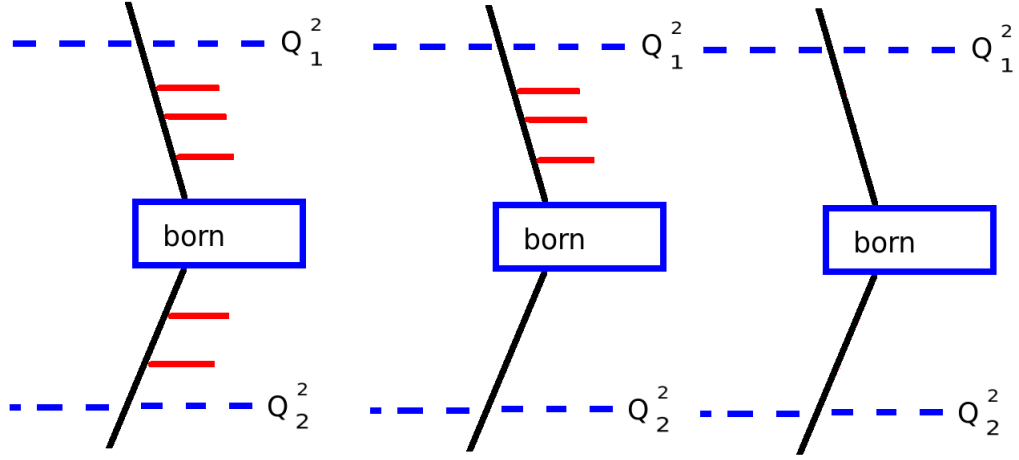


Figure IV.2 –  $\sigma_{hard}$ ,  $\sigma_{ord}$  et  $\sigma_{born}$

$\Delta^j(Q_2^2, M_F^2)$ , est le facteur de forme de Sudakov (voir chap. I). Il correspond à la probabilité de n'avoir aucune émission entre  $Q_2^2$  et  $M_F^2$ . Finalement le dernier diagramme est donné par :

$$\sigma_{born}^{ij}(\hat{s}, Q_1^2, Q_2^2) = K \int dp_t^2 \frac{d\sigma_{born}^{ij}}{dp_t^2}(x_B^+ x_B^- \hat{s}, p_t^2) \quad (IV.4)$$

$$\Delta^i(Q_1^2, M_F^2) \Delta^j(Q_2^2, M_F^2) \Theta(M_F^2 - \max[Q_1^2, Q_2^2])$$

La probabilité de faire une émission du coté forward en partant de la virtualité  $Q_1^2$  est donnée par :

$$p(forward) = (\sigma_{hard}^{ij}(\hat{s}, Q_1^2, Q_2^2) - \sigma_{ord}^{ji}(\hat{s}, Q_2^2, Q_1^2)) / normalisation \quad (IV.5)$$

Dans  $\sigma_{ord}$ ,  $Q_1^2$  et  $Q_2^2$  ont été inversés, cela correspond à mettre les émissions du second diagramme du coté backward. Sur la figure IV.3, cette équation est représentée graphiquement. Cette fois, les traits horizontaux rouges du dernier diagramme indiquent qu'il y a nécessairement

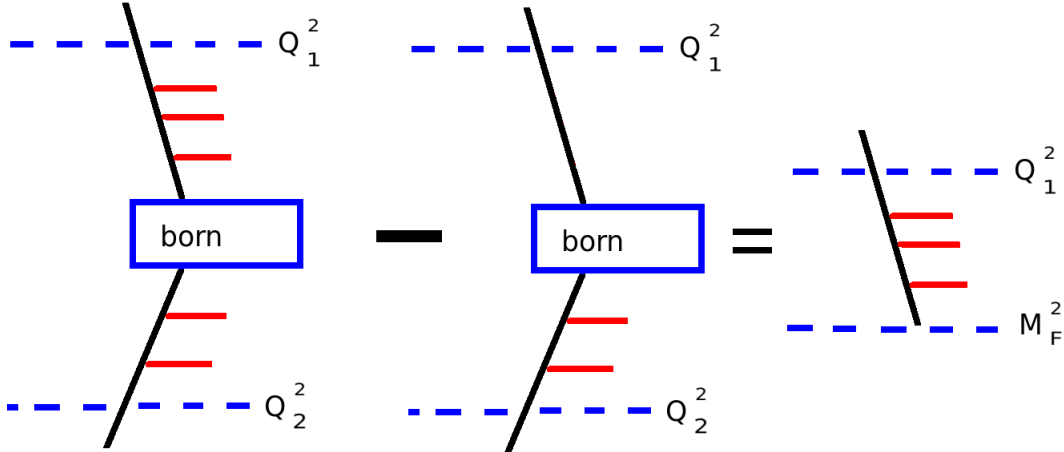


Figure IV.3 – représentation graphique de la probabilité d'émission forward

une émission. En effet, la contribution "aucune émission" est soustraite par le second diagramme.

On tire donc un nombre aléatoire  $r$ . Si  $r < p(\text{forward})$ , une émission va être faite. Les variables  $Q^2 \in [Q_1^2, M_F^2]$  et  $x$  (fraction d'impulsion light cone) sont générées en utilisant la distribution de probabilité<sup>4</sup> :

$$p(x, Q^2) \propto \frac{\Delta^i(Q_1^2, Q^2)}{Q^2} \frac{\alpha}{2\pi} \sum_{i'} P_i^{i'}(x) \sigma_{hard}^{i'j}(x\hat{s}, Q^2, Q_2^2) \quad (\text{IV.6})$$

Cette probabilité est une somme de deux facteurs, le second étant  $\sigma_{hard}^{i'j}$ . Le premier est la probabilité d'émission [I.62](#). Ici, on ne regarde donc pas la probabilité d'avoir une émission mais plutôt celle d'avoir un diagramme de type  $\sigma_{hard}$  avec une émission supplémentaire. Une somme est faite sur les saveurs. Finalement, le choix de la saveur est fait en utilisant les différents termes de la probabilité précédente :

$$p(i') = \frac{p_i^{i'} \sigma_{hard}^{i'j}(x\hat{s}, Q^2, Q_2^2)}{\sum_l p_i^l \sigma_{hard}^{lj}(x\hat{s}, Q^2, Q_2^2)} \quad (\text{IV.7})$$

$i$  étant la saveur du parton avant émission.

Si l'émission est acceptée, on renouvelle la procédure en calculant  $p(\text{forward})$  pour la nouvelle valeur de  $Q_1^2$ ,  $Q_1'^2 = Q^2$ . Si la proposition d'une émission coté forward est rejetée, le même type d'algorithme est utilisé pour générer les émissions coté backward :

$$p(\text{backward}) = (\sigma_{ord}^{ji}(\hat{s}, Q_2^2, Q_1^2) - \sigma_{born}^{ij}(\hat{s}, Q_1^2, Q_2^2)) / \text{normalisation} \quad (\text{IV.8})$$

$$p(x, Q^2) \propto \frac{\Delta^j(Q_2^2, Q^2)}{Q^2} \frac{\alpha}{2\pi} \sum_{j'} P_j^{j'}(x) \sigma_{ord}^{ji}(x\hat{s}, Q^2, Q_1^2) \quad (\text{IV.9})$$

Une fois les émissions terminées de chaque coté, Le Monte-Carlo pour le processus de born commence. Les détails seront donnés dans la sous-section suivante. Voici la cinématique utilisée pour les émissions :

$$r^+ = (1-x)k_1^+, \quad r^- = \frac{r_t^2}{(1-x)k_1^+} \quad (\text{IV.10})$$

$k_1$  étant la quadri-impulsion du parton avant le branchement et  $r$  celui du parton timelike émis. Le produit scalaire étant donné par :

$$k.p = \frac{1}{2}(k^+p^- + k^-p^+) - \vec{k}_t \cdot \vec{p}_t \quad (\text{IV.11})$$

on obtient pour le quadri-vecteur  $r$  :

$$r^2 = 0 \quad (\text{IV.12})$$

---

4. Comme il se doit, cette distribution de probabilité est l'intégrande de  $p(\text{forward})$ . Les différentes sections efficaces peuvent être réécrites en terme d'une intégrale sur  $Q^2$  et  $x$ , cf [\[15\]](#), équations (6.9) et (6.10).



## Chapitre IV. Charm

---

En accord avec le formalisme utilisé lors de la discussion sur les corrections d'ordre supérieur et l'équation DGLAP, le parton émis a une virtualité nulle. Ce n'est qu'une approximation et pour la cascade timelike, la virtualité (maximale) suivante lui sera donnée :

$$Q_{\text{émis}}^2 = k_t^2 + m^2 \quad (\text{IV.13})$$

$k$  est la quadri-impulsion du parton spacelike après le branchement et  $m$  la masse on-shell du parton émis. Cette même discontinuité existe dans pythia 6 [23]. Cette approximation crée des incohérences, la physique des collisions hadron-hadron étant assez éloignée du cadre des virtualités asymptotiquement grandes. Tandis que la masse des saveurs lourdes est régulièrement considérée comme non négligeable, certaines virtualités (pouvant facilement atteindre 10 GeV<sup>2</sup>) sont systématiquement mises à zéro.

Pour le Monte-Carlo, cette approximation pose parfois problème. Il arrive d'avoir  $E^2 \sim Q_{\text{émis}}^2$ , or un parton est timelike si  $E^2 \geq Q^2$ . Le parton initiant la cascade timelike respectant à peine cette condition, il ne sera pas possible de l'imposer aux partons suivants. Dans l'idéal, il faudrait donc faire le changement :

$$r^- \rightarrow r'^- = \frac{r_t^2 + Q_{\text{émis}}^2}{(1-x)k_1^+} \quad (\text{IV.14})$$

Cette modification crée un fort ralentissement du Monte-Carlo, le changement de  $r^-$  nécessitant sans doute d'autres corrections. N'ayant pas le temps de modifier fortement la structure du MC pour la cascade spacelike, j'ai fait le choix de simplement diminuer  $Q_{\text{émis}}^2$  dans les cas problématiques. Il a été vérifié que cela n'entraîne pas de changement significatif dans la distribution en  $p_t$  du charm.

Voici les principales modifications apportées pour la cascade spacelike (psahot, encadré). Pour commencer, les saveurs légères et lourdes étaient traitées de façon différente tout au long du programme. La formule pour la virtualité des partons émis n'était par exemple pas la même. J'ai donc décidé de supprimer toutes ces différences, quitte à devoir complexifier le programme par la suite (il y a des différences dues aux masses, mais une seule et même formule est utilisée).

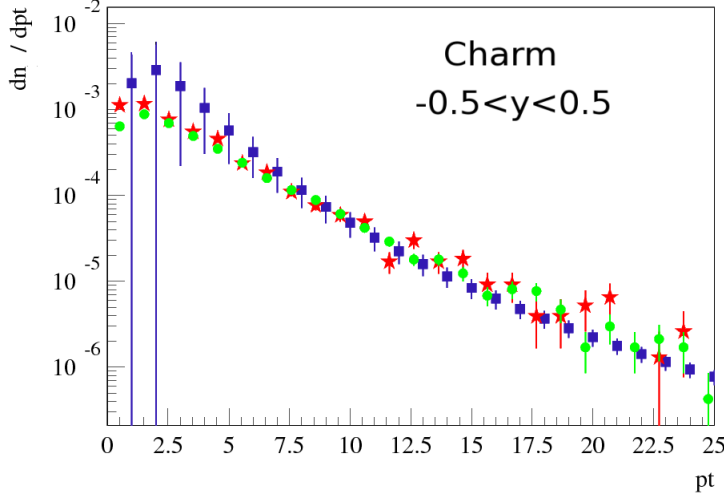
Une autre modification a été l'ajout de seuils. Lors d'une émission, on a :

$$r^2 = (1-x) \frac{|k^2|}{x} - \frac{k_t^2}{x} \quad (\text{IV.15})$$

La virtualité maximale pour le parton timelike est donc donnée par le premier terme de droite,  $x$  et  $|k^2|$  étant fixés. L'émission d'un charm ne sera donc possible qu'à la condition :

$$(1-x) \frac{|k^2|}{x} > m_c^2 \quad (\text{IV.16})$$

Sur la figure IV.4, le spectre en  $p_t$  du charm est montré avec et sans seuil. Tout au long de l'étude sur le charm, le spectre FONLL [18] servira de référence. Ce spectre est obtenu par un calcul



**Figure IV.4** – Effet des seuils dans la cascade spacelike. Carrés : FONLL, étoiles : sans seuil, ronds : avec seuils. La présence de seuils diminue le nombre de charms de bas pt.

utilisant la formule de factorisation plus une cascade timelike. Pour simplifier la comparaison, la masse du charm dans EPOS a été choisie égale à celle dans FONLL, c’est à dire :

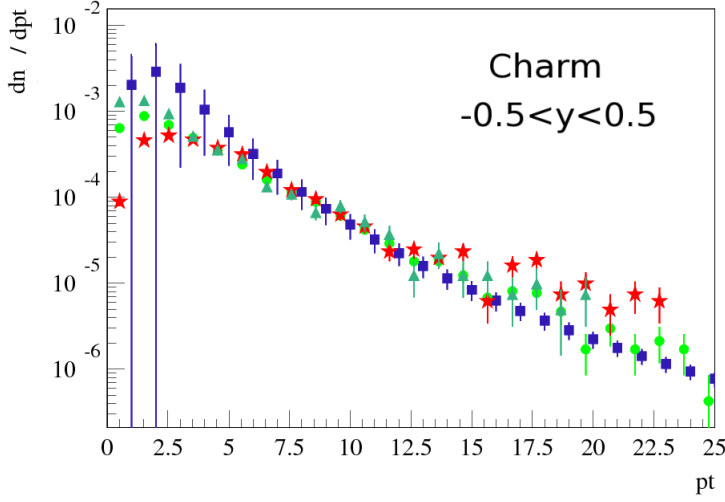
$$m_{charm} = 1.5 \text{ GeV} \quad (\text{IV.17})$$

L’absence de seuil augmente significativement le nombre de charms de bas pt. La présence de ces seuils est une nécessité physique et l’on remarque que suite à leur implémentation, on obtient une courbe de forme comparable à FONLL. On voit donc explicitement que pour des valeurs faibles ou moyennes de  $|k^2|$ , la virtualité/masse non nulle des partons émis peut jouer un rôle important. On peut donc se questionner sur la nécessité (et la faisabilité) de calculs plus cohérents prenant en compte cette virtualité.

On peut également étudier la dépendance en  $Q_{emis}^2$ . On rappelle que dans le programme, le choix par défaut est la masse transverse au carré [IV.13](#) (rond vert). La comparaison est faite avec les cas  $Q_{emis}^2/4$  et  $Q_{emis}^2 \times 4$ , [figure IV.5](#). Les variations de cette échelle ont encore une fois un effet assez fort sur le nombre de charm de bas pt. Cependant, on remarque qu’il ne semble pas possible de jouer avec pour obtenir un spectre en accord quantitatif avec FONLL.

## 2.2 Processus de born

Le processus de born correspond à la collision partonique  $2 \rightarrow 2$  et est décrit par les sections efficaces pQCD à l’ordre dominant. Dans le code, les différentes formules sont données dans la fonction psbori. Elles ont été rassemblées dans le [tableau IV.1](#).



**Figure IV.5** – étoiles :  $Q_{emis}^2/4$ , triangles :  $Q_{emis}^2 \times 4$ .

On utilise la notation  $Q$  pour les quarks lourds et on néglige la possibilité de 2 quarks lourds entrants.  $u$ ,  $s$  et  $t$  sont les variables de Mandelstam. De plus on définit :

$$u_1 = u - m^2, \quad t_1 = t - m^2, \quad x_m = -\frac{m^2}{su} \quad (\text{IV.18})$$

*Remarque à l'intention des utilisateurs : Dans le code, la relation utilisée entre les variables de Mandelstam est  $s = u + t$ . Les formules données dans cette sous-section sont exactes. Pour comparer avec le code il faut donc prendre l'opposé de  $t$ ,  $t_1$ ,  $u$  et  $u_1$ .*

Le MC pour le processus de born est fait dans le référentiel de centre de masse des deux partons  $i$ ,  $j$  terminant la cascade spacelike. On utilise l'échelle de factorisation :

$$M_F^2 = \frac{p_t^2}{4} > \text{MAX}[Q_i^2, Q_j^2] \quad (\text{IV.19})$$

$p_t$  étant l'impulsion transverse pour le processus de born. Le  $p_t$  choisit durant ce MC doit donc respecter la condition :

$$4\text{MAX}[Q_i^2, Q_j^2] < p_t^2 < \frac{\hat{s}}{4} \quad (\text{IV.20})$$

Le choix du  $p_t$  est fait en utilisant la probabilité :

$$\text{prob}(p_t^2) \propto \frac{d\sigma_{born}^{ij}(\hat{s}, p_t^2)}{dp_t^2} \quad (\text{IV.21})$$

$$\frac{d\sigma_{born}^{ij}(\hat{s}, p_t^2)}{dp_t^2} = \frac{1}{16\pi\hat{s}\sqrt{1 - 4p_t^2/\hat{s}}} \sum_{k,l} |M^{ij \rightarrow kl}(\hat{s}, p_t^2)|^2 \quad (\text{IV.22})$$

Une fois l'impulsion transverse fixée, le choix d'un processus spécifique est fait en utilisant le poids relatif des sections efficaces. Si un processus tel  $gg \rightarrow q\bar{q}$  est sélectionné, le choix de la

## IV.2 Production du charm

**Tableau IV.1** – Sections efficaces partoniques. Les formules peuvent être trouvée dans le fichier sem.f, fonction psbori.

processus	$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\pi\alpha^2}{s^2} \times ()$
$gg \rightarrow gg$	$\frac{9}{2} \left( 3 - \frac{ut}{s^2} - \frac{us}{t^2} - \frac{st}{u^2} \right)$
$gg \rightarrow q\bar{q}$	$\frac{1}{6} \frac{u^2+t^2}{ut} - \frac{3}{8} \frac{u^2+t^2}{s^2}$
$gg \rightarrow Q\bar{Q}$	$\frac{1}{8} \left( \frac{4}{3} - \frac{3t_1u_1}{s^2} \right) \left( \frac{t_1}{u_1} + \frac{u_1}{t_1} + \frac{4m^2s}{u_1t_1} \left( 1 - \frac{m^2s}{u_1t_1} \right) \right)$
$gq \rightarrow gq$	$\frac{s^2+u^2}{t^2} - \frac{4}{9} \frac{u^2+s^2}{us}$
$gQ \rightarrow gQ$	$\frac{s^2+u^2}{t^2} - \frac{4}{9} \frac{u^2+s^2}{us} + \frac{4m^2}{t} + \frac{16}{9} x_m (x_m t^2 - t) - 4m^2 x_m$
$qq \rightarrow qq$	$\frac{4}{9} \left( \frac{s^2+u^2}{t^2} + \frac{s^2+t^2}{u^2} \right) - \frac{8}{27} \frac{s^2}{ut}$
$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}$	$\frac{4}{9} \left( \frac{s^2+u^2}{t^2} + \frac{u^2+t^2}{s^2} \right) - \frac{8}{27} \frac{u^2}{st}$
$qq' \rightarrow qq'$	$\frac{4}{9} \frac{s^2+u^2}{t^2}$
$qQ \rightarrow qQ$	$\frac{4}{9} \frac{s^2+u^2}{t^2} + \frac{8}{9} \frac{m^2}{t}$
$q\bar{q} \rightarrow q'\bar{q}'$	$\frac{4}{9} \frac{t^2+u^2}{s^2}$
$q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}$	$\frac{4}{9} \left( \frac{t_1^2+u_1^2}{s^2} + \frac{2m^2}{s} \right)$
$q\bar{q} \rightarrow gg$	$\frac{32}{27} \frac{u^2+t^2}{ut} - \frac{8}{3} \frac{u^2+t^2}{s^2}$
$q\bar{q} \rightarrow g\gamma$	$e_q^2 \frac{8}{9} \left( \frac{t}{u} + \frac{u}{t} \right)$
$qg \rightarrow q\gamma$	$-\frac{e_q^2}{3} \left( \frac{s}{u} + \frac{u}{s} \right)$
$Qg \rightarrow Q\gamma$	$-\frac{e_q^2}{3} \left( \frac{s}{u} + \frac{u}{s} \right)$
$q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$	désactivée pour problème technique. Négligeable car $\propto \alpha_{el}^2$

saveur sera fait de façon équiprobable parmi les  $2naf\text{lav}$  possibilités.  $naf\text{lav}$ , le nombre de saveurs, inclus les quarks lourds.

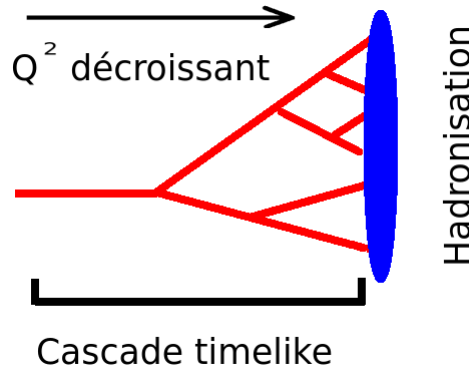
Seuls de légers changements ont été effectués dans cette partie. Le premier ajout est la dépendance en masse des sections efficaces  $gg \rightarrow Q\bar{Q}$  et  $q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}$ . La section efficace  $Qg \rightarrow Q\gamma$  a elle aussi été ajoutée. J'imagine qu'elle avait été jugée négligeable. Ce n'est pas le cas puisqu'elle doit être comparée à  $Qg \rightarrow Qg$  plutôt qu'à  $qg \rightarrow qg$  (il faut garder à l'esprit que les saveurs des partons entrant dans le processus de born sont fixées). Finalement, des seuils ont également été ajoutés (subroutine psabor), leur effet est négligeable.

### 2.3 Cascade timelike

Comme expliqué dans la section 4 du chapitre I, la cascade timelike correspond à une resommation des divergences colinéaires. Dans notre cas, on travail à la précision leading log ce qui signifie que l'on prend en compte les termes  $\alpha_s^2 (\alpha_s \log)^n$ ,  $n \in \mathbb{N}$ . Les effets d'interférences donnant lieu à l'ordonnement angulaire sont également pris en compte. Durant cette cascade, un parton avec une certaine virtualité,  $Q^2$ , se sépare en 2 partons dont les virtualités vérifient :

$$m_1 + m_2 < m \quad m_i = \sqrt{Q_i^2} \quad (\text{IV.23})$$

Lorsque la virtualité des partons atteint un certain seuil, la cascade timelike est arrêtée et l'hadronisation commence, figure IV.6. En accord avec [Ellis], le seuil est de l'ordre de  $\Lambda_{QCD}^2$ .



**Figure IV.6** – En rouge, la cascade timelike. Lorsque la virtualité passe en dessous d'un certain seuil, la cascade est arrêtée et on commence l'hadronisation (partie bleue).

On a :

$$m_{seuil} = \sqrt{m_i^2 + \Lambda_{QCD}^2} \quad (\text{IV.24})$$

Voir tableau IV.2 pour la masse de la particule  $i$ .

Dans le code, la variable  $q2min \sim \Lambda_{QCD}^2/4$  est utilisée. Dans les formules précédentes il faut donc faire le remplacement  $\Lambda_{QCD}^2 \rightarrow 4q2min$ . Un branchement ne sera possible que si la masse du parton parent est supérieure à la somme des masses de la paire la plus légère qui puisse être créée. Pour le branchement d'un parton de saveur  $i$ , on a donc la condition :

$$m > \Lambda_{QCD} + \sqrt{m_i^2 + \Lambda_{QCD}^2} \quad (\text{IV.25})$$

**Tableau IV.2** – Masses (GeV) et indices des partons

indice	saveur	masse
1	up	$2 \times 10^{-3}$
2	down	$5 \times 10^{-3}$
3	strange	0, 1
4	charm	1, 5
5	bottom	4, 2
6	top	171
9	gluon	0
10	photon	0

Voici les différentes étapes de cette cascade :

1. Début de la cascade avec un (deux) parton(s) venant des ISR (du processus de born). Chaque parton initial, de virtualité  $Q_0^2$ , va donner une cascade partonique.
2. En utilisant une distribution de probabilité qui sera spécifiée par la suite, les virtualités  $Q_1^2$  et  $Q_2^2$  des partons enfants sont choisies.
3. En utilisant les fonctions de splitting, on détermine la valeur de  $z = E_1/E_0$  ainsi que la saveur des partons enfants.
4. Calcul de  $p_z$  et  $p_t$  pour les partons enfants.
5. On recommence l'algorithme pour les partons enfants satisfaisant la condition [IV.25](#).

La distribution de probabilité pour le choix de la virtualité des partons enfants était initialement :

$$\frac{\alpha_s(p_t^2)}{2\pi} \frac{I(Q^2)}{Q^2} \quad (\text{IV.26})$$

$I(Q^2)$  correspondant aux fonctions de splitting intégrées [\[15\]](#). Un des changements important apporté à la subroutine timsho, est la substitution de cette distribution de probabilité par [I.62](#). Le facteur de Sudakov diminuant la probabilité d'avoir  $Q_{n+1}^2 \ll Q_n^2$ , on s'attend donc à avoir plus d'émissions et donc plus de charms de bas pt (car plus de processus  $g \rightarrow Q\bar{Q}$ ).

D'autres modifications, liées à la proposition et à l'acceptation de la virtualité (variable  $q2$  dans tim.f), sont venues améliorer le MC. Pour commencer, une proposition non uniforme était utilisée et le calcul exact de la fonction d'acceptation associée n'était pas fait car trop compliqué. On utilise maintenant une fonction de proposition uniforme, nécessitant aucune approximation et donnant une plus grande lisibilité au code. Cela n'a pas entraîné de ralentissement. De plus, l'ancienne proposition pour le  $q2$  était schématiquement :

$$q2 = q2 \times r^a \quad (\text{IV.27})$$

$r \in [0, 1]$  un nombre aléatoire et  $a$  une constante qui n'importe pas ici. Si la proposition est refusée, une nouvelle proposition est faite, mais la valeur initiale a changé, ce qui n'est pas

acceptable. La fonction de proposition est maintenant :

$$q2 = q2start \times r \quad (IV.28)$$

$q2start$  étant la virtualité (maximale) du parton parent.

Le dernier problème rencontré lié à l'acceptation de  $q2$  est la divergence de  $\alpha_s \left( \frac{p_t^2 \sim z(1-z)Q^2}{\Lambda_{QCD}^2} \right)$  pour  $p_t^2 \leq \Lambda_{QCD}^2$ . Dans ce cas, la fonction de rejet basée sur la distribution de probabilité 1.62 est divergente. Pour palier à ce problème, le parton était mis sur couche de masse si la valeur du  $q2$  proposée était inférieure à  $\Lambda_{QCD}^2$ . Accepter la valeur proposée pour  $q2$  avant le calcul de la fonction de rejet (celle-ci étant divergente) est problématique. La conséquence est une dépendance de la distribution des  $q2$  avec la fonction de proposition. Il faut donc être dans la capacité de calculer la fonction de rejet avant d'accepter une valeur de  $q2$ .

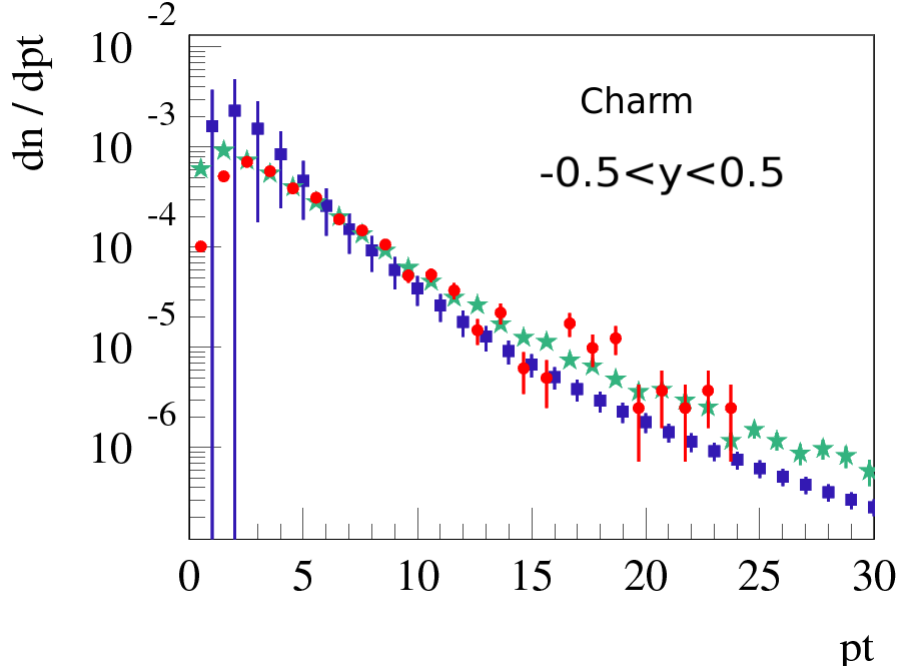
Des études de Dokshitzer suggèrent que dans certains cas, la valeur de  $\alpha_s(Q^2)$  pourrait saturer autour de 0.5 [24]. Ce serait par exemple le cas pour la cascade timelike, ce qui expliquerait pourquoi les calculs perturbatifs donnent de bon résultats pour des valeurs de  $Q^2 \sim \Lambda_{QCD}^2$ . Cette saturation de  $\alpha_s$  est assez intuitive, on ne s'attend pas à ce qu'une quantité physique puisse réellement être infinie.

Le changement apporté est donc cette saturation de la constante de couplage. Il est maintenant possible de calculer la fonction de rejet quelque soit la valeur du  $q2$ . Les valeurs de  $q2 < \Lambda_{QCD}^2$  ne sont plus systématiquement acceptées. Ici, on ne prétend pas tester l'hypothèse de la saturation de  $\alpha_s$ . C'est plutôt un moyen pratique et basé sur des arguments physiques d'obtenir un MC cohérent. Cette amélioration nécessaire semble aller dans le bon sens puisqu'il y a maintenant un plus grand rejet des petites valeurs de  $q2$  et donc une augmentation du nombre de branchements. Le résultat final de ces changements est montré sur la figure IV.7. Comme prévu, le nombre de charms de bas pt a fortement augmenté. Cependant, la courbe obtenue n'est toujours pas en accord quantitatif avec celle de Mattéo Cacciari. Dans le dernier chapitre sera proposée une version assez différente de cette cascade timelike, dans l'espoir d'améliorer le dernier résultat à bas pt. On remarque également un excédent de charms à moyen pt ; dans la section suivante on verra que ce n'est pas un problème.

### 3 Comparaison aux données expérimentales

Dans les sections précédentes, on a vu en détail le fonctionnement de la production du charm. La comparaison avec FONLL est globalement satisfaisante, malgré un déficit de charms à bas pt. Dans cette section, une comparaison aux résultats expérimentaux sur les mesons D va être faite. L'étude des spectres en pt permettra de vérifier le mécanisme d'hadronisation. Les résultats pour la multiplicité seront également montrés.

La première comparaison sera faite avec les résultats d'Alice [36]. Dans cette expérience, le spectre en pt des mesons  $D^0$ ,  $D^+$  et  $D^{*+}$  est mesuré. La contribution venant de la décroissance des mesons B est soustraite. Au contraire, les mesons  $D^0$  et  $D^+$  venant de la décroissance du



**Figure IV.7** – Les étoiles correspondent à l’ancienne version de la cascade timelike, les rond à la version actuelle.

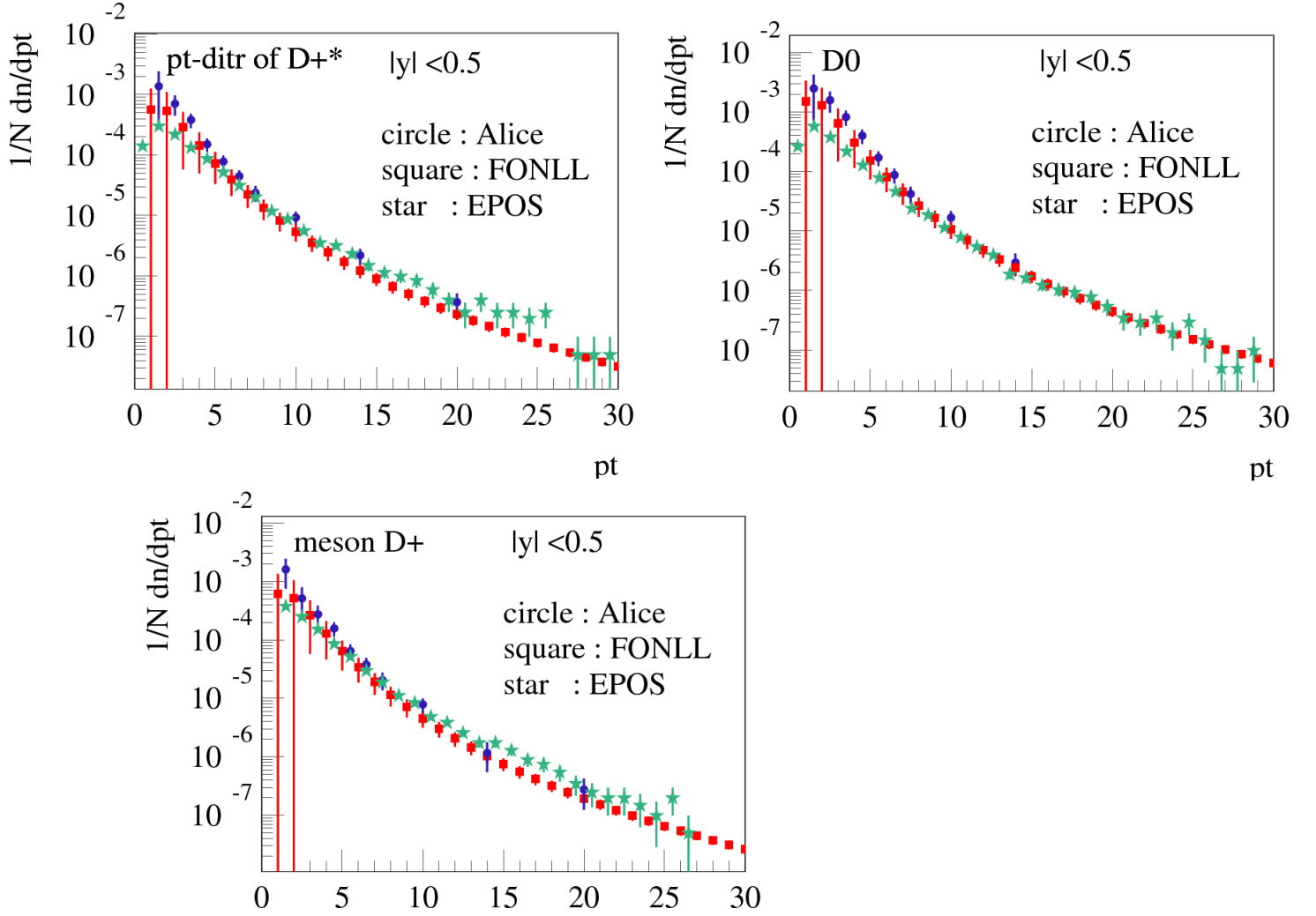
$D^{*+}$  sont pris en compte, impliquant un double comptage. Dans ce cas, le spectre du meson  $D^{*+}$  doit être en priorité vérifié et fixé, une modification de ce dernier entraînant un changement des deux autres. La mesure est faite dans le domaine de rapidité  $y \in [-0.5, 0.5]$ .

Pour les résultats qui vont suivre ainsi que pour les photons, il me semble important de préciser qu’aucun paramètre n’a été ajouté ou modifié. L’un des objectifs d’EPOS étant d’avoir une description unifiée des collisions, la capacité à décrire un grand nombre d’observables avec un seul jeu de paramètres est important. Les résultats obtenus pour l’expérience Alice sont montrés figures IV.8.

Les barres d’erreurs sont statistiques. Malgré les fluctuations, le spectre à moyen pt des mesons D est en bon accord avec les données. En dessous de 5 GeV, on tire la même conclusion que dans la section précédente. Le nombre de charms semble insuffisant et un travail sur la cascade timelike pourrait améliorer le résultat.

En voyant ces courbes, cela donne envie de poser une question à laquelle je n’ai pas vraiment de réponse. Les spectres pour EPOS et FONLL (basé sur la formule de factorisation) sont pour ainsi dire égaux au delà de 5 GeV. Pour le premier, les interactions multiples sont prises en compte tandis que dans le second, on considère qu’il n’y a qu’une interaction dure. Dans un modèle simplifié, sans conservation d’énergie, ou il serait possible d’avoir une collision avec 5 pomerons (coupés) ayant autant d’énergie que dans le cas d’une collision avec un seul pomeron ; la probabilité d’obtenir un charm devrait être plus élevée que dans le cas où seul un pomeron





**Figure IV.8** – Spectres en  $p_t$  des mesons D, comparés à FONLL et ALICE [36].

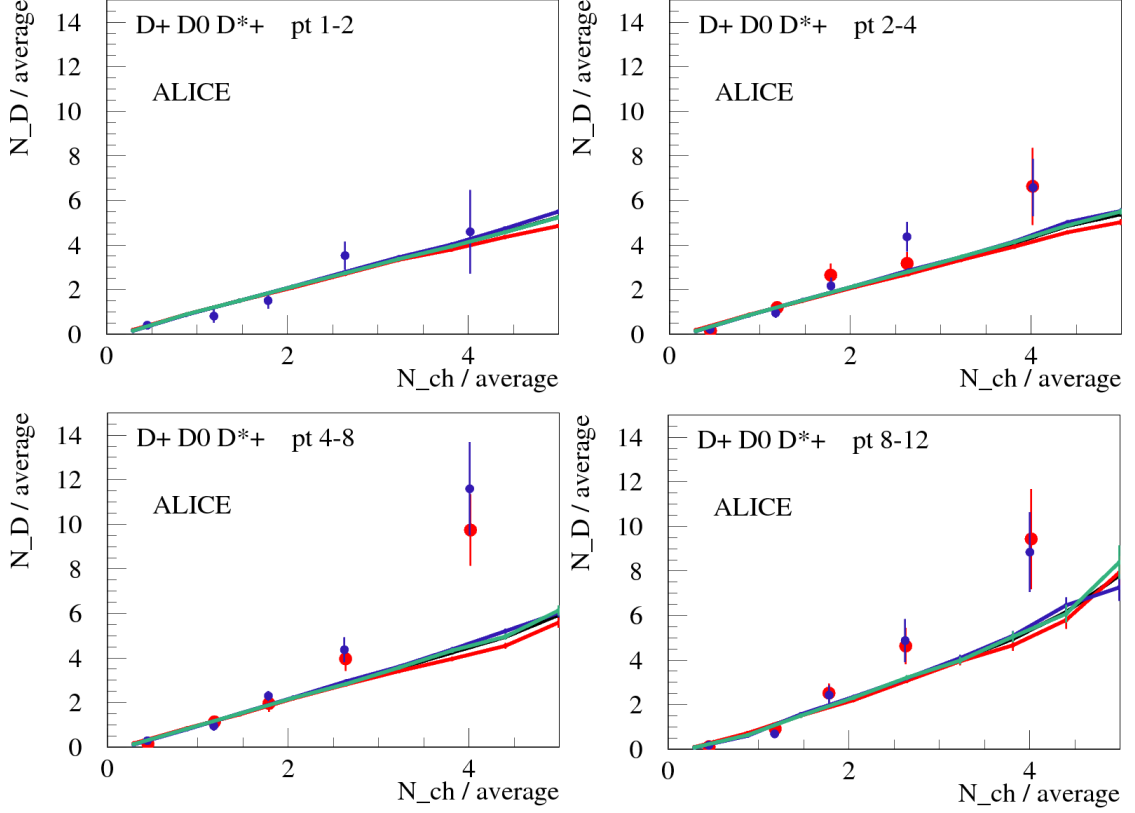
est autorisé. Comment se fait-il qu'en utilisant la formule de factorisation on puisse reproduire correctement les spectres ? Est ce lié à la conservation d'énergie ? Certaines fonctions comme les PDFs sont choisis de façon à reproduire les spectres en  $p_t$ . Si les interactions multiples sont non négligeables dans certains domaines cinématiques, cela voudrait dire qu'une contribution interaction multiple se cache (via les pdf ?) dans le "modèle des partons".

*Rappel : Epos utilise des PDFs pour les quarks de valence. Les autres distributions partoniques sont paramétrisées et choisies en s'inspirant des résultats de Regge.*

Un autre résultat important est celui de la multiplicité des mesons D en fonction de celle des particules chargées. Chaque axe est normalisé par la multiplicité moyenne. Figure IV.9, les

### IV.3 Comparaison aux données expérimentales

résultats sont comparés à ceux d'ALICE<sup>5</sup>. Dans notre modèle, l'augmentation linéaire trouve

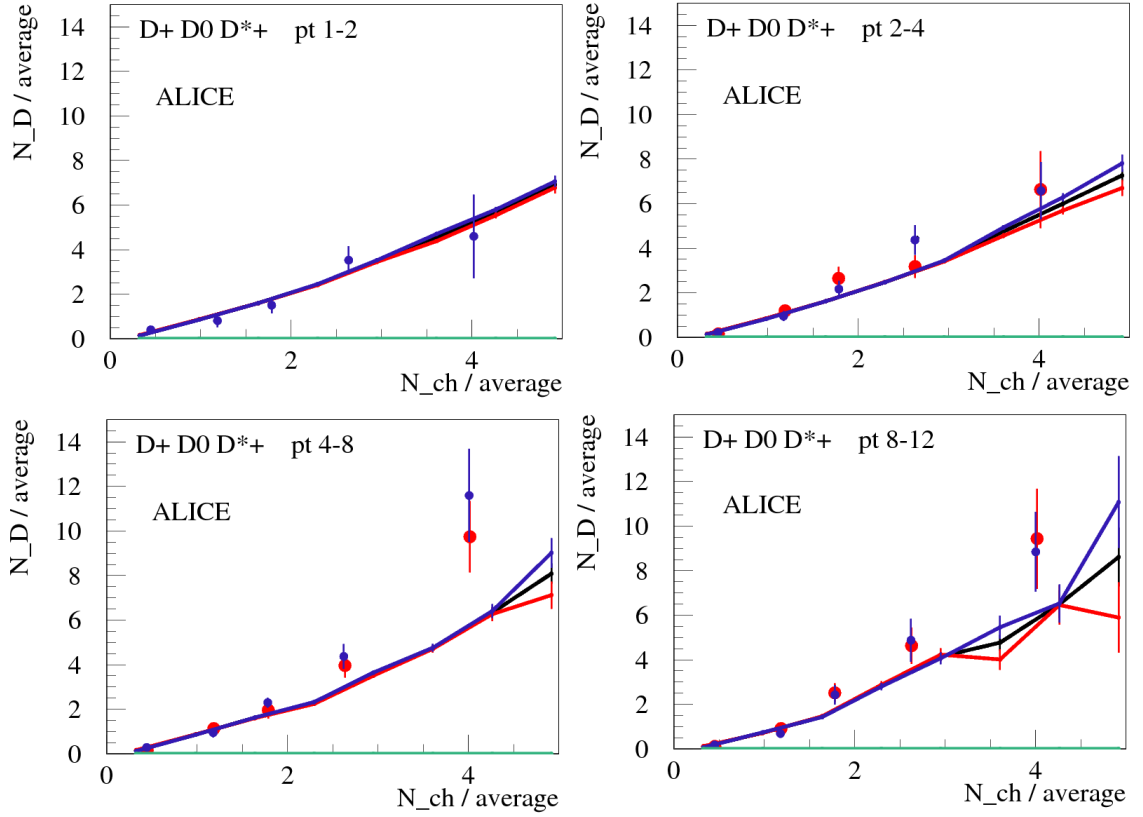


**Figure IV.9** – Multiplicité des mesons D en fonction de celle des particules chargées, sans traitement hydrodynamique. On observe une augmentation linéaire. Le bleu est pour le méson  $D^0$ , le rouge pour le  $D^+$  et le vert pour le  $D^{*+}$ . Les données d'ALICE sont préliminaires et ont été digitalisées.

une explication naturelle. Les multiplicités des particules chargées et des mesons D sont proportionnelles au nombre de pomerons coupés. Il y a donc une relation de proportionnalité entre les deux. Pour ce type d'observable, il semble donc beaucoup plus efficace d'avoir un formalisme partant des interactions multiples plutôt que de la formule de factorisation. On remarque qu'avec ce formalisme, la multiplicité est déterminée par l'état initial de la collision.

On peut faire les mêmes courbes en activant le traitement hydrodynamique, figure IV.10. Pour  $N_{ch}/average > 2$ , il y a un effet clairement visible du traitement hydrodynamique. Ce résultat n'est pas étonnant puisque dans notre cas, une grande multiplicité correspond à un grand nombre de pomerons coupés. Or, dans le second chapitre, il a été expliqué que dans notre modèle, un milieu se forme lorsqu'une grande densité de pomerons coupés est atteinte. En gardant à l'esprit que les données d'ALICE sont préliminaires, il semble malgré tout que le traitement hydrodynamique améliore le résultat. La raison est que celui-ci diminue le nombre de particules chargées, tandis que le nombre de sondes dures n'est pas affecté.

5. Données (préliminaires) digitalisées à partir d'une présentation de Zaida Conesa del Valle.



**Figure IV.10** – Multiplicité des mesons D en fonction de celle des particules chargées, avec traitement hydrodynamique. Le méson  $D^{*+}$  n'est pas disponible avec le traitement hydro. Pour  $N_{ch}/average > 2$ , la pente augmente en comparaison du cas sans hydro.

Finalement, même s'il faut rester prudent sur ces résultats récents, le travail sur le charm semble déjà donner quelques informations sur les mécanismes de formation QGP. Il y a encore quelques mois, les collisions p-Pb étaient considérées comme une référence basique pour l'étude des effets chauds en Pb-Pb. Aujourd'hui, les collisions p-p sont sûrement considérées par un grand nombre comme étant également une référence très simple, sans effet froid ni effet chaud<sup>6</sup>. EPOS, qui arrive à reproduire un grand nombre d'observables, montre que la bonne quantité à regarder, pour parler de la création d'un milieu, est le nombre de pomerons (dans notre modèle)/la multiplicité (expérimentalement), et non le type de collision.

6. Ce qui est une bonne approximation à condition de regarder des observables inclusives. Ce n'est pas le cas des courbes précédentes, ni celui du ridge.

---

---

# Chapitre V

---

## Photons prompts

### Définitions :

- Photons prompts : regroupe photons directs et photons de fragmentation.
- Photon direct <sup>1</sup> : produit durant le processus de born (cette définition sera modifiée par la suite).
- Photon de fragmentation initial/final : produit durant la cascade spacelike/timelike.

Après avoir discuté l'intérêt de ces photons pour la physique des collisionneurs, on regardera ces particules d'un point de vue plus expérimental. L'implémentation des photons prompts sera ensuite détaillée. On comparera finalement les résultats obtenus aux résultats expérimentaux.

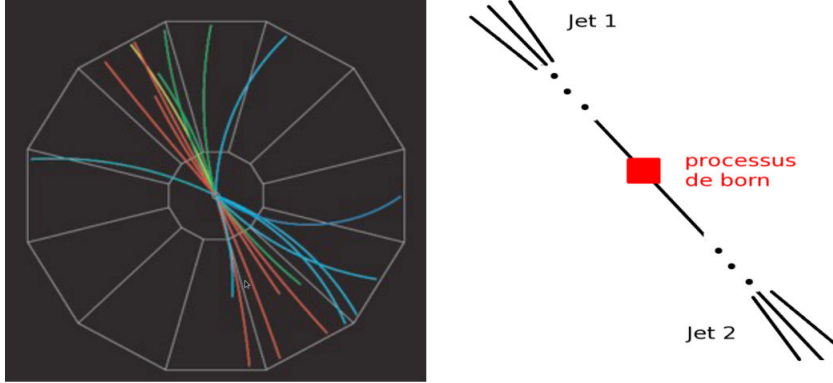
## 1 Intérêts

Tout comme le charm, un photon prompt est une sonde dure. Une discussion est faite sur ce type de particules dans l'introduction du chapitre sur le charm. La différence entre un charm et un photon est que ce dernier n'interagit pas avec le milieu et n'hadronise pas. La détection d'un photon direct permet donc d'obtenir des informations fiables et précises sur la collision partonique. Dans une collision p-p classique avec une interaction dure, on observe expérimentalement deux jets plus ou moins back to back, c'est à dire ayant des directions opposées, figure [V.1](#). Un jet est un ensemble de particules énergétiques ayant toutes pour parent un parton sortant du processus de born. La reconstruction de la quadri-impulsion du parton parent à partir de celle des particules formant le jet ne peut être faite qu'approximativement. Dans le cas particulier où un photon est émis back to back à un quark, les propriétés de ce dernier seront directement déduites de celles du photon <sup>2</sup>. Une bonne connaissance de la quadri-impulsion du parton sortant permet par exemple d'étudier les fonctions de fragmentation avec une grande précision. De plus l'étude de la modification de ces fonctions de fragmentation dans les collisions

---

1. Pour les collisions A-A, le terme photons directs peut également désigner l'ensemble des photons, excepté les thermiques.

2. Cette méthode est plus précise mais reste une approximation. En effet, les partons ne sont pas réellement produits back to back dû aux corrections NLO et à l'impulsion transverse non nulle des partons dans les nucléons [\[37\]](#).



**Figure V.1** – Production de deux jets suite à une collision dure.

A-A permet d'étudier le milieu créé dans ces réactions.

Pour le reste, l'utilisation des photons prompts est assez similaire à celle des saveurs lourdes. Ils pourront par exemple être utilisés pour diminuer les incertitudes sur les distributions gluoniques. Ils permettront également de tester les cascades partoniques.

## 2 Photons isolés et expériences

### Mais comment reconnaît-on expérimentalement un photon direct ?

Un photon produit dans le processus de born est une définition purement théorique et il n'est tout simplement pas possible de les identifier expérimentalement. Par contre, il est possible de s'assurer que sur un grand nombre de photons sélectionnés (avec les critères précisés plus bas) la majorité d'entre eux soit des photons directs. Du point de vue théorique on sait que :

1. Les photons de fragmentation initiaux sont négligeables.
2. Les photons de fragmentation finaux sont entourés d'autres particules (car les branchements se font à petits angles).
3. Les photons directs sont produits à l'opposé de toute la matière créée par l'autre parton sortant.

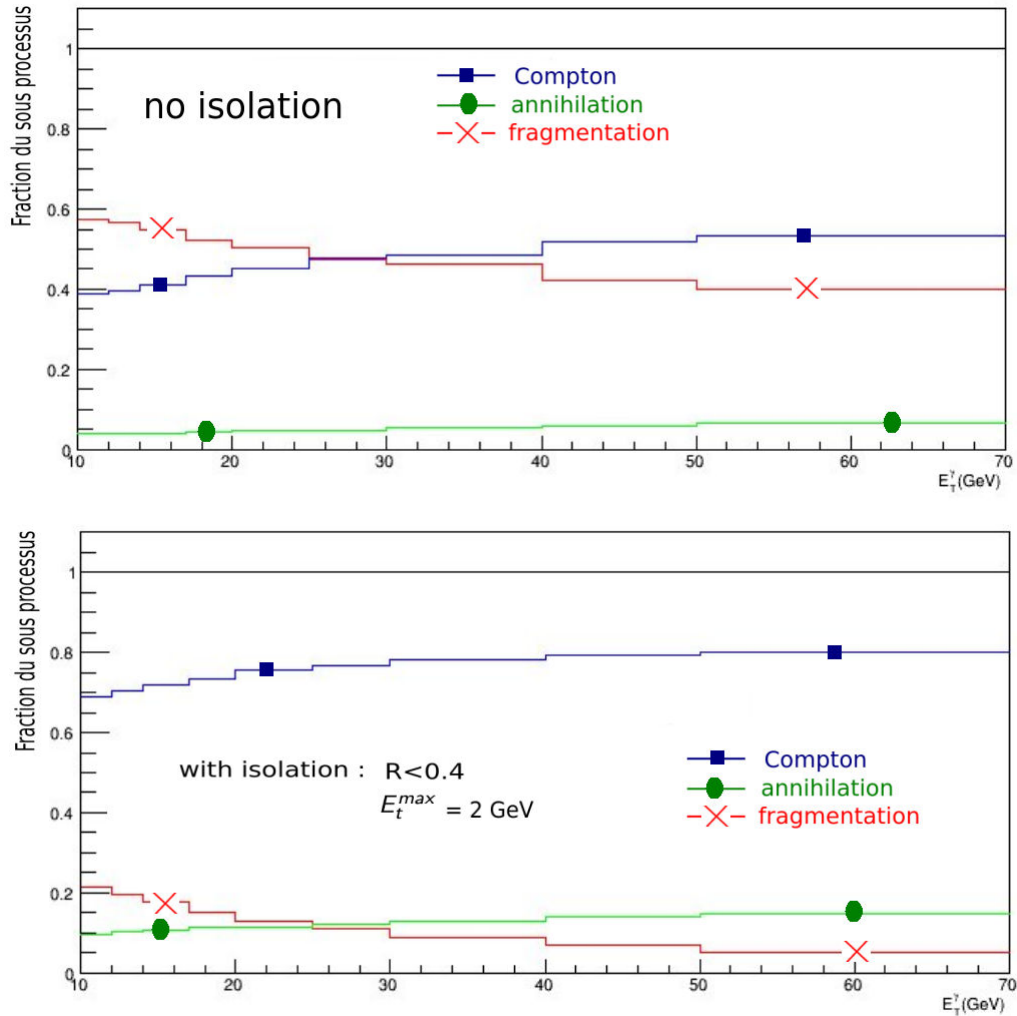
L'application d'un critère d'isolation permet donc de sélectionner une grande majorité de photons directs. Expérimentalement, l'isolation se fait de la façon suivante. Un photon de haute énergie est sélectionné. La condition haute énergie ( $\gtrsim 1$  GeV) permet d'exclure une grande quantité de photons n'étant pas des photons prompts. De plus, les photons venant de la décroissance des  $\pi^0$  peuvent être exclus car ils laissent dans le détecteur un cluster de forme reconnaissable. Ensuite, un cône de rayon  $R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$  est défini autour du photon sélectionné. Finalement, il y a plusieurs choix possibles, en voici deux :

1. L'impulsion transverse des particules arrivant dans le cône est sommée. Le photon est isolé si  $\sum p_t < E_t^{max}$ .

2. Le photon est isolé si aucune particule arrivant dans le cône a une impulsion transverse supérieure au seuil :  $p_t < E_t^{max}$ .

La première possibilité est plus largement utilisée.

En utilisant le générateur d'événement jetphox<sup>3</sup>, on peut vérifier que le critère d'isolation supprime principalement les photons de fragmentation, figure V.2. Pour un  $p_t$  de 20 GeV et



**Figure V.2** – Le critère  $\sum p_t < E_t^{max}$  est utilisé. Courbes faites par Lucile Ronflette durant son stage de Master 2, Subatech.

avec le critère d'isolation utilisé, 10% des photons isolés sont des photons de fragmentation. Ce pourcentage est faible mais non négligeable. La figure ne permet pas de savoir si ces photons de fragmentations viennent de la cascade spacelike ou de la cascade timelike. Ne produisant pas de cascade timelike, on s'attend à un fort taux d'isolation pour les photons de fragmentation

3. [http://lapth.cnrs.fr/PHOX\\_FAMILY/main.html](http://lapth.cnrs.fr/PHOX_FAMILY/main.html)

initiaux.

L'un des intérêts de l'implémentation des photons prompts sera d'avoir la possibilité d'étudier ces critères d'isolation dans un cadre d'EPOS. Il y aura entre autre, la possibilité de différencier les contributions des photons de fragmentation initiaux et finaux.

### 3 Implémentation

#### 3.1 Photons prompts

Ma tâche a été d'implémenter les photons de fragmentation ainsi qu'un facteur multiplicatif permettant de diminuer le temps de simulation nécessaire. Les photons directs étaient quant à eux déjà disponibles.

La production de photons dans les cascades étant assez similaire à celle des partons colorés, peu de modifications ont été nécessaires. On considère uniquement la possibilité de l'émission d'un photon par un quark. Le cas où un photon serait émis pour ensuite se diviser en une paire lepton/anti-lepton est négligé. La seule chose à faire est donc d'ajouter aux endroits nécessaires la probabilité d'émission :

$$\frac{dP(Q^2, z)}{dQ^2 dz} \propto \frac{1}{Q^2} \frac{\alpha_{el}}{2\pi} P_{q \rightarrow q\gamma}(z) \Delta(Q_0^2, Q^2), \quad P_{q \rightarrow q\gamma}(z) = e_q^2 \frac{1+z^2}{1-z} \quad (\text{V.1})$$

$e_q$  est la charge électrique du quark émettant le photon,  $P_{q \rightarrow q\gamma}(z)$  la fonction de splitting. Contrairement aux partons colorés, les photons émis durant la cascade spacelike et le processus de born ne feront pas de cascade timelike.

Au delà du leading order en pQCD, la séparation entre photon direct et photon de fragmentation n'est pas fixe. Celle-ci dépend de l'échelle de fragmentation, déterminant ce qui est inclus dans la section efficace partonique et dans la fragmentation. Dans jetphox, le schéma de factorisation  $\overline{MS}$  est utilisé [40]. Les photons 'directs' sont ceux produits dans le processus de born plus ceux émis par un parton ayant une virtualité  $Q^2 > M_F^2$ ,  $M_F$  étant l'échelle de fragmentation. La somme des photons directs et des photons de fragmentation ne dépend pas de cette échelle et est une observable physique. Dans le but ultérieur de comparer nos résultats avec ceux de jetphox (en particulier pour les photons de fragmentation), les mêmes définitions ont été adoptées. Ainsi, dans la cascade timelike, un photon émis par un parton de virtualité  $Q^2 > M_F^2 = \frac{p_t^2}{4}$  sera considéré comme direct,  $p_t$  étant l'impulsion transverse pour le branchement. Ceci ne rend pas nos résultats directement comparable avec ceux de jetphox, l'impulsion transverse n'étant par exemple pas définie dans le même référentiel. L'idée sera de jouer avec cette échelle de factorisation dans le but de reproduire à la fois le spectre des photons direct et des photons de fragmentation. Cela devrait permettre entre autre de tester la cascade timelike.

L'ajout du facteur multiplicatif, *factgam*, a été une tâche plus compliquée que prévue. Pour le processus de born, ce sont les sections efficaces partoniques avec un photon sortant qui sont

augmentées. Pour les cascades partoniques, c'est la probabilité d'émission d'un photon par un quark. Il faut ensuite choisir la normalisation appropriée qui n'est pas  $N \times factgam$ ,  $N$  étant la normalisation sans facteur additionnel. Prenons le cas général du choix entre deux processus avec les poids associés  $f_1(x_1)$  et  $f_2(x_2)$ . Le processus 2 est lié à l'émission d'un photon, le 1 peut en fait être une somme de différents processus.  $x_i$  est un ensemble de variables. Dans le cas du processus de born, les fonctions  $f_i$  seraient les sections efficaces. Les probabilités correctement normalisées sont données par :

$$P_1(x_1, x_2) = \frac{f_1(x_1)}{f_1(x_1) + f_2(x_2)} \quad (V.2)$$

$$P_{2,na}(x_1, x_2) = \frac{f_2(x_2)}{f_1(x_1) + f_2(x_2)} \quad (V.3)$$

$na$  pour non augmenté. Dans le cas où  $f_2(x_2)$  est multiplié par  $factgam$ , la probabilité d'avoir le processus 2 devient :

$$P_{2,a}(x_1, x_2) = \frac{factgam f_2(x_2)}{f_1(x_1) + factgam f_2(x_2)} = P_{2,na}(x_1, x_2) \times \frac{factgam[f_1(x_1) + f_2(x_2)]}{f_1(x_1) + factgam f_2(x_2)} \quad (V.4)$$

Le spectre en pt des photons devra donc être normalisé par :

$$N_{photon}(x_1, x_2) = N \times F(x_1, x_2), \quad F(x_1, x_2) = \frac{factgam[f_1(x_1) + f_2(x_2)]}{f_1(x_1) + factgam f_2(x_2)} \quad (V.5)$$

Cette normalisation dépendant des variables cinématiques, il a donc été nécessaire de créer un tableau dans lequel la normalisation de chaque photon est enregistrée.

Pour obtenir suffisamment de photons ayant un pt supérieur à 10 GeV, la valeur de  $factgam$  doit être d'environ 5000. La conséquence néfaste de cette manipulation est d'obtenir une probabilité d'émission de photon de faible pt très supérieure à celle des partons colorés. Cela change la physique de ces derniers, et donc celle des photons. Dans le cas de la cascade spacelike, le processus  $q \rightarrow q\gamma$  sera systématiquement sélectionné, modifiant complètement les distributions partoniques.

La mise en place d'un cut-off a donc été nécessaire. Celui-ci est réglable dans `bas.f` avec la variable `ptphot`. Seule la production de photons ayant un pt supérieur à `ptphot` est augmentée. En jouant avec ce cut-off et `factgam` il est donc possible d'avoir une production de photon de haut pt dans un temps raisonnable tout en conservant la probabilité d'émission d'un photon assez basse. La mise en place de ce cut-off n'est pas immédiat car il porte sur l'impulsion transverse du photon dans le référentiel du laboratoire. Contrairement à la cascade spacelike, le processus de born et la cascade timelike ne sont pas traités dans ce référentiel. La méthode utilisée est la suivante : avant de choisir un processus particulier, on calcule quel serait le pt du photon dans le référentiel du labo s'il était produit. Dans le cas  $pt_{Lab} > pt_{phot}$ , on utilisera la probabilité  $P_{2,a}(x_1, x_2)$  donnée par l'équation V.4.



Il faut choisir *factgam* de sorte à avoir une probabilité d'émission d'un photon du même ordre ou inférieure à celle d'une particule colorée. Si la probabilité est trop grande, la physique sera changée suite au un grand nombre d'émissions photoniques. Pour éviter ce problème, la production de photons augmentés (ceux produit en utilisant la facteur *factgam*) est limitée à un par cascade.

### 3.2 Subroutines d'analyse

Les subroutines d'analyse sont faites le plus proche possible des expériences. Pour l'isolation, un photon de haut pt est sélectionné puis une boucle est faite sur toutes les particules produites dans l'événement. On retient celles arrivant dans le cône de rayon  $R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$ , exceptés les neutrons qui ne sont pas détectés expérimentalement. Remarquons que l'utilisation d'un rayon de taille identique à celui des expériences est une approximation, les détecteurs n'étant pas simulés dans EPOS.

Voici quelques informations utiles pour les futurs utilisateurs du programme. Toute les commandes nécessaires pour l'obtention d'histogrammes sont écrites dans un fichier nom.optns qui sera lu par le programme. Le fonctionnement des histogrammes est le suivant. Dans un fichier nom.optns on écrit :

```
beginhisto
histogram variable-x variable-y ijk  $x_{min}$   $x_{max}$  n
idcode id
trigger variable u v
endhisto
writearray ncol
```

Ici on va tracer l'histogramme variable-y en fonction de variable-x. ijk est la normalisation. n est le nombre de points sur l'axe des x. id est l'identifiant de la particule dont on veut faire l'histogramme. id=4 fera un histogramme pour le charm. -id correspond à l'antiparticule de id. On peut mettre plusieurs id pour un seul histo. La courbe obtenue sera alors la somme des contributions de chaque particule. Il est possible de mettre un trigger sur n'importe quelle variable du programme. Seuls les événements où  $variable \in [u, v]$  contribueront à l'histogramme. Finalement, writearray (ncol = 2 ou 3) permet d'afficher l'histogramme. Le remplissage se fait sur la base d'une liste de particules. Dans le programme écrit en fortran77, c'est le bloc /cptl/.

Pour les photons, nous utilisons une application spéciale de "beginhisto ... endhisto". Elle n'est pas utilisée pour définir un histogramme mais pour élargir la liste /cptl/ dans le but d'une utilisation ultérieure. Dans le fichier nom.optns, on écrit :

```

beginhisto
histogram egyevt phoevt 0 egy egy 1
xpara 1  $x_1$ 
xpara 2  $x_2$ 
xpara 3  $x_3$ 
xpara 4  $x_4$ 
endhisto

```

L'utilisation de la variable phoevt va déclencher l'appel de la subroutine photfill qui va classer les photons en photon isolés, idptl(nptl)=9998, ou non isolés, idptl(nptl)=9997. Les photons produit dans le programme on la valeur idptl()=10. Les photons isolés/non isolés sont donc enregistrés comme de nouvelles particules, cela évite de perdre de l'information en écrasant les photons initiaux.

La variable  $x_1$  peut avoir la valeur 1. ou 2. et correspond aux deux choix d'isolation  $\sum p_t < E_t^{max}$  et  $p_t < E_t^{max}$  respectivement.  $x_2 = E_t^{max}$ ,  $x_3 = R$  et  $x_4 = pt_{min}$ . Pour un critère d'isolation donné (fixé par l'ensemble des variables  $x_i$ ) il ne faut appeler la subroutine photfill qu'une seule fois. Les photons isolés/non isolé étant enregistrés comme de nouvelles particules, on peut ensuite les utiliser pour n'importe quel type d'histogramme.

Dans un même fichier nom.optns il est possible de faire des histogrammes pour différents critère d'isolation. Il faut alors appeler photfill pour chaque critère. Les photons isolés/non isolés correspondant aux différents critères sont différenciés grâce à la variable :

$$istptl(nptl) = x_1 + 100 \times x_2 + 10000 \times x_3 \quad (V.6)$$

De plus on utilise le code :

```

ityptl(nptl)=71, 72! photons directs
ityptl(nptl)=73! photons de fragmentation initiaux
ityptl(nptl)=74! photons de fragmentation finaux

```

Si l'on souhaite obtenir le spectre en pt des photons de fragmentation initiaux avec le critère d'isolation ( $\sum p_t < E_t^{max}$ ;  $E_t^{max} = 5GeV$ ,  $R = 0.4$ ), les commandes sont :

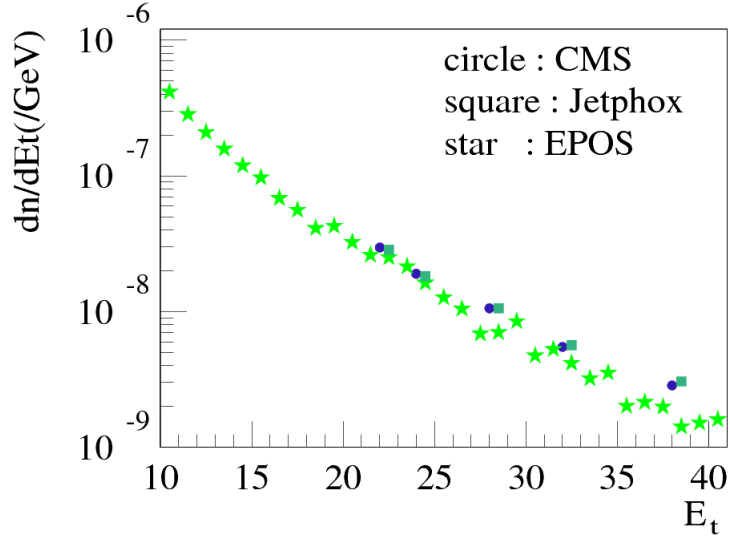
```

beginhisto
histogram pt numptl 12 10. 60. 50! pt en abscisse allant de 10 à 60. 50 points
idcode 9998! Pour avoir des photons isolés
trigger istptl 4501! photons classés en utilisant le critère d'isolation plus haut
trigger ityptl 73 73! photons de fragmentation initiaux
trigger eta -1.45 1.45! trigger sur la pseudorapidité
endhisto

```

## 4 Comparaison aux expériences

L'observable la plus simple est le spectre en  $p_t$  des photons isolés. Celui-ci a été mesuré par CMS [39] ainsi que par Alice<sup>4</sup>. Le résultat de la simulation est comparé à CMS figure V.3. Tandis que jetphox reproduit très bien les données expérimentales, EPOS est légèrement en



**Figure V.3** – Spectre en énergie transverse  $E_t = p_t$  des photons isolés comparé à CMS et jetphox. Pour plus de lisibilité, les points de jetphox ont été décalés de 0.5 sur la droite.

dessous. Dans le chapitre précédent, on est arrivé à la conclusion que le nombre de branchements durant la cascade timelike était insuffisant. On se doute donc que le nombre de photons de fragmentation finaux est trop faible. L'un des objectifs principaux reste donc l'amélioration de cette cascade (dernier chapitre). Cependant, les photons de fragmentation finaux étant fortement supprimés par le critère d'isolation, augmenter leur nombre ne sera peut être pas suffisant. Il faudra alors chercher la cause dans le traitement du processus de born (calculs NLO ?) et de la cascade spacelike.

Malgré tout, le résultat est très satisfaisant, le but d'EPOS n'étant pas d'avoir une précision de l'ordre du pourcent. Il est donc possible de passer à l'étude d'observables plus complexes. Les résultats ont été comparés aux expériences de PHENIX [37] et d'ALICE [41] sur les corrélations photon isolé/hadron. Remarquons qu'ici, le terme hadron est mal employé et doit être remplacé par particules chargées. En effet, les hadrons neutres ne seront pas pris en compte tandis que les leptons chargés si. Dans la suite, je parlerai donc des corrélations photon isolé/particules chargées. Comme expliqué dans l'introduction, l'un des buts de ces expériences est la mesure des fonctions de fragmentation. Le processus Compton dominant dans le domaine cinématique considéré, la mesure portera sur celle du quark. Une bonne approximation est de mesurer la

---

4. Publication en cours sur le travail de thèse d'Alexis Mas, encadré par Marie Germain et Hugues Delagrangé

distribution de la variable :

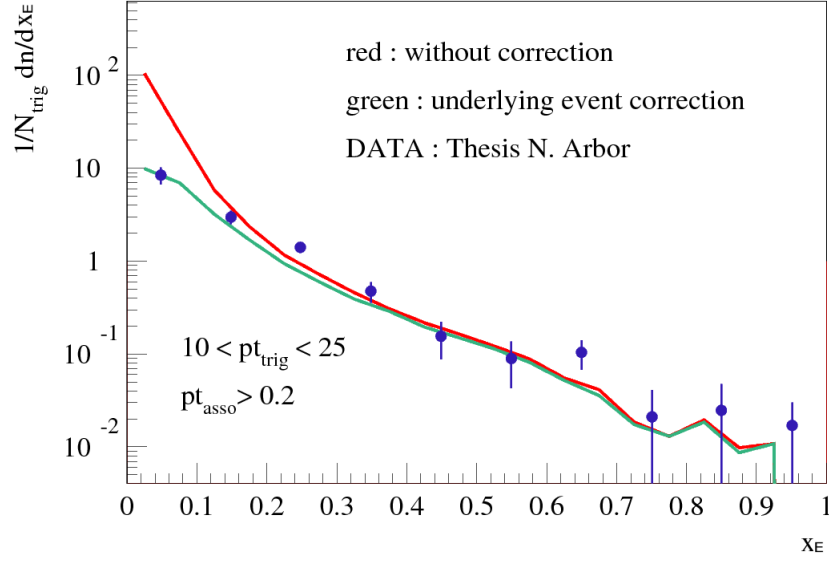
$$x_E = -\frac{|p_t^h| \cos \Delta\phi}{|p_t^\gamma|} \quad (\text{V.7})$$

Dans [41], il est montré que cette approximation est valable pour  $x_E \in [0.2, 0.9]$ . Les conditions expérimentales pour l'expérience ALICE sont les suivantes :

- $10 < p_t^\gamma < 25$  : impulsion transverse du photon isolé. Celle-ci doit être la plus haute de l'évènement.
- $0.2 < p_t^h$  : impulsion transverse de la particule chargée associée.
- $2\pi/3 < \Delta\phi < 4\pi/3$  : angle azimutal entre le photon et la particules associée.
- Isolation :  $[R = 0.4, p_t < 0.5]$  ou  $[R = 0.4, \sum p_t < 1]$ . Les deux critères d'isolation testés donnent des résultats identiques.

L'impulsion est exprimée en GeV/c. Avant de faire la simulation, il faut identifier les corrections expérimentales qui ne nous concernent pas (identification d'un  $\pi^0$  comme étant un photon) et celles qui doivent également être implémentées pour pouvoir faire une comparaison qui a du sens. Une correction du bruit de fond venant entre autre des interactions multiples est faite en soustrayant les distribution de  $x_E$  évaluées dans les domaines  $\Delta\phi \in [\pi/3, 2\pi/3]$  et  $\Delta\phi \in [4\pi/3, 5\pi/3]$ . Le but est d'éliminer les cas où la particule chargée et le photon isolé n'ont pas pour origine le même processus  $2 \rightarrow 2$ . Sachant que notre programme contient des interactions multiples ainsi que de nombreux mécanismes physiques produisant des particules, il nous est également nécessaire de faire cette correction. Expérimentalement (ainsi que dans EPOS), on mesure l'impulsion transverse des photons et particules chargées associées dans les domaines correspondant au bruit de fond. La variable  $x_E$  est ensuite calculée en tirant au hasard un  $\Delta\phi$  entre  $\pi/3$  et  $2\pi/3$ . Le spectre obtenu est finalement soustrait à celui de la région principale. Le résultat est montré sur la figure V.4. les faibles valeurs de  $x_E$  correspondant à de petits  $p_t^h$ , il n'est pas étonnant d'avoir une correction importante dans cette région. Le spectre est normalisé par le nombre de photons trigger. Reproduire les points expérimentaux ne permet donc pas de tester le nombre absolu de photons isolés (cela est fait par la distribution en pt). Par contre, cela permet de vérifier la cinématique et le critère d'isolation.

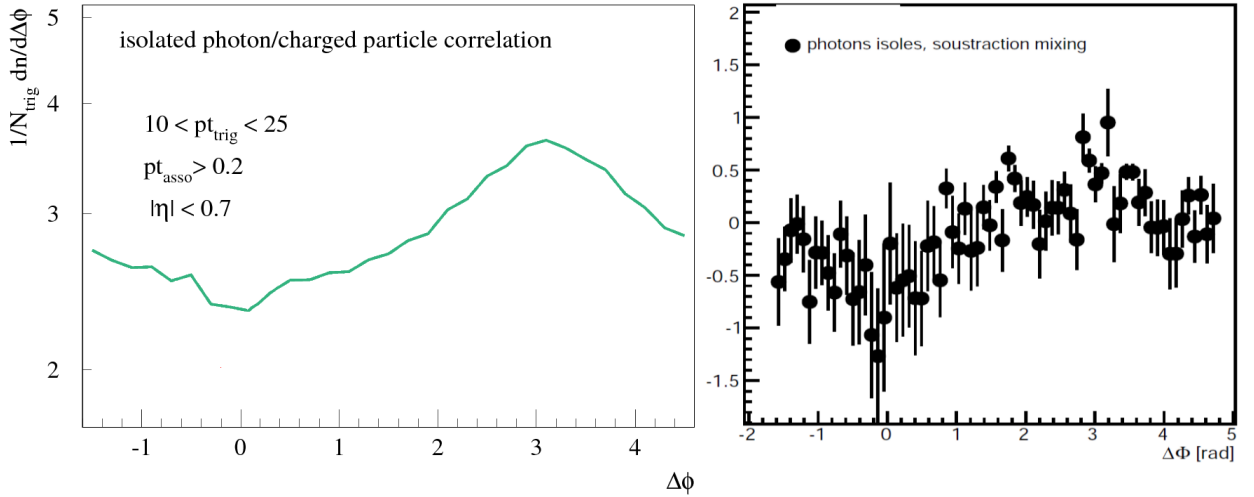
Ce type de simulation nécessite d'avoir une production de particules et un critère d'isolation réalistes. Les générateurs d'événements Jetphox/Diphox et EPOS sont donc assez différents. Les premiers, plus "simples" permettent d'obtenir des spectres pour les photons, mais n'ont pas pour but de reproduire tout les aspects des collisions. Plus "simples" est aussi à prendre comme plus clairs. Le formalisme, basé sur des calculs précis de pQCD ne nécessite pas d'ingrédients phénoménologiques additionnels. Le but est entre autre de reproduire les spectres de photons avec une grande précision, testant ainsi la pQCD. Au contraire, EPOS, plus "réaliste/complet", nécessite un certain nombre de modèles phénoménologiques, le but étant de reproduire un maximum d'observables avec un seul jeu de paramètres. Je pense qu'il est actuellement le seul à pouvoir reproduire l'expérience d'ALICE ci-dessus. Le fait de faire une simulation proches de l'expérience offre par exemple la possibilité d'étudier l'efficacité de la correction liée au bruit de fond. Ayant directement accès au processus de born, il serait pour nous facile de refaire cette même courbe en sélectionnant un photon et des particules associées venant du même processus



**Figure V.4** – Distribution de la variable  $x_E$  avec et sans correction du bruit de fond. La comparaison est faite avec le résultat récent D’ALICE. Les points expérimentaux pourraient légèrement bouger par la suite.

2  $\rightarrow$  2.

On peut également comparer de façon qualitative notre résultat pour la distribution en  $\Delta\phi$  à celui d’ALICE, figure V.5. Pour faire une comparaison quantitative, il faudrait faire une correction utilisant du mix event, ce qui est possible mais plus compliqué. A  $\Delta\phi = \pi$  on observe



**Figure V.5** – Corrélation azimutale des photons isolés avec des particules chargées.

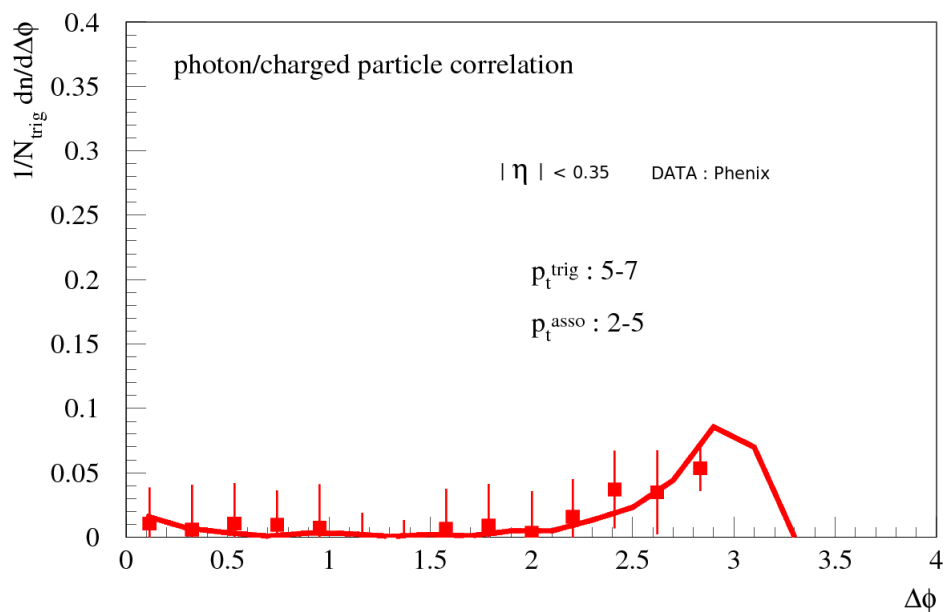
le pic correspondant à la production d’un photon back to back à un parton. L’étalement de la distribution autour de  $\pi$  est entre autre une conséquence des corrections NLO et de la fragmentation. "L’anti-corrélation" à  $\Delta\phi = 0$  est liée à l’utilisation de photons isolés. Par définition, ils

ne sont pas ou peu entourés de matière. Le fait de pouvoir reproduire cette "anti-corrélation" montre le côté "réaliste" du générateur d'évènement.

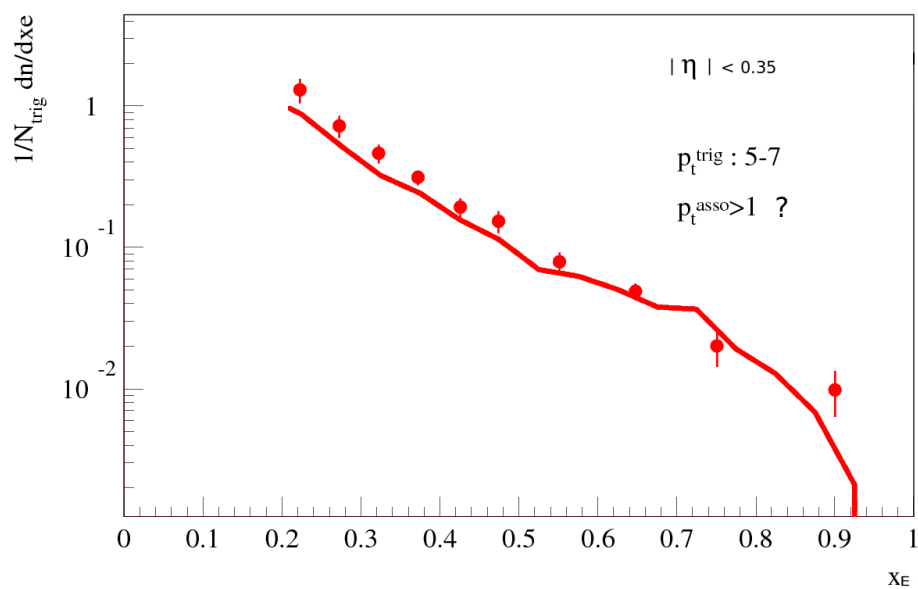
Le même type de résultat peut être obtenu pour l'expérience PHENIX. dans [37], le critère d'isolation utilisé diffère de ceux présentés jusqu'à présent. Les auteurs utilisent :

- $R = 0.3$
- $\sum E < 0.1E_{\text{photon}}$ ,  $E$  l'énergie des particules arrivant dans le cone.

Le choix d'une impulsion transverse assez élevée pour les particules chargées associées rend le bruit de fond négligeable. Les résultats sont montrés figure V.6 et V.7. Pour la dernière figure, aucune indication n'a été trouvée dans la publication concernant la borne inférieure pour le  $p_t^h$ . Si la valeur de 1 GeV choisie pour la simulation était un peu trop élevée, cela pourrait expliquer la différence entre la courbe et les points expérimentaux pour les petites valeurs de  $x_E$ .



**Figure V.6** – Corrélation azimutale des photons isolés avec des particules chargées, PHENIX.



**Figure V.7** – Distribution de la variable  $x_E$ , Phenix.

---

---

# Chapitre VI

---

## Cascade timelike : approfondissement et améliorations

Dans le chapitre [IV](#), le fonctionnement de la cascade timelike a été expliqué et des modifications ont été faites, donnant lieu à une seconde version de timsho (le tableau [III.1](#) rassemble les principales routines utilisées pour la production d'un pomeron coupé. Le but de chaque routine ainsi que leurs parentés est donné.). Dans ce chapitre, je propose d'approfondir ce sujet. Une troisième version de timsho va être proposée, essayant de proposer un Monte-Carlo plus en accord avec les expériences. Les résultats seront présentés plus bas. Finalement, ce chapitre sera aussi l'occasion de se poser certaines questions sur le fonctionnement de la cascade timelike et de parler du travail à venir sur ce sujet.

La structure de ce chapitre est la suivante. Dans un premier temps, je vais présenter la structure du fichier tim.f dans lequel est implémentée la cascade timelike. Puis, les modifications apportées seront expliquées et les détails techniques seront donnés. Finalement, quelques remarques seront faites sur cette cascade.

### 1 Structure et variables

Dans le fichier rsh.f, les partons produits dans les ISR sont envoyés dans timsh1 tandis que ceux sortant du processus de born sont envoyés dans timsh2. Dans timsh1 et timsh2, quelques initialisations sont faites, puis on appelle la routine timsho.

- ISR  $\rightarrow$  timsh1  $\rightarrow$  timsho(j1=1, j2=0, ...)
- born  $\rightarrow$  timsh2  $\rightarrow$  timsho(j1=1, j2=2, ...)

$j_1$  et  $j_2$  sont les indices des partons initiaux. On travaille dans le référentiel où l'impulsion transverse du parton parent est nulle. C'est à dire :

$$P = (E, 0, 0, p_z) \quad (\text{VI.1})$$

$$P^2 = Q^2 \quad (\text{VI.2})$$

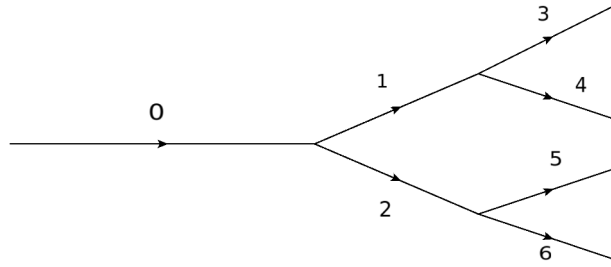
Cependant, dans timsh1 et timsh2 on a  $P = (E, 0, 0, 0)$ . Il ne faut pas penser que l'on est dans le référentiel de masse au repos,  $p_z$  sera calculé plus tard.

Voici les différentes variables utiles :



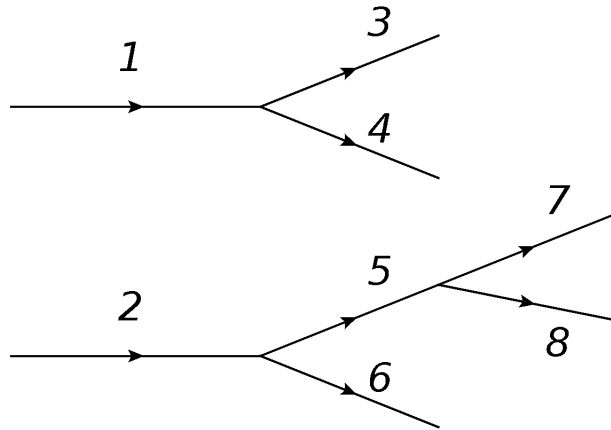
- $ii = 1$  ou  $2$  : Exception faite du parton initial venant d'un ISR, on traite deux partons à la fois. Cet indice indique donc lequel des deux est concerné.
- $ij(ii)$  : numéro du parton  $ii$ . Initialement on a  $ij(1)=j1$ ,  $ij(2)=j2$ .
- $iorprt(i)$  : numéro du parent du parton  $i$ .
- $idaprt(1,i)$  : numéro du premier enfant du parton  $i$ .
- $idaprt(2,i)$  : numéro du second enfant du parton  $i$ .
- $idprt(i)$  : saveur du parton  $i$ .
- $pz(i)$  : fraction d'énergie  $z$  pour le splitting du parton  $i$ .
- $zetamx$ ,  $zeta$  : liées à l'ordonnancement angulaire.

Voici deux exemples. Sur la figure VI.1 on a :  $iorprt(1)=iorprt(2)=0$ ,  $idaprt(1,1)=3$ ,  $idaprt(2,1)=4$ .



**Figure VI.1** – Cascade dans le cas d'un parton provenant d'un ISR.

Dans le cas de deux partons sortant du processus de born on aura plutôt l'image figure VI.2 (l'angle azimutal entre 1 et 2 étant d'environ 180 degrés). Si l'on est par exemple en train de s'occuper du parton 5 (de la paire 5-6) on aura :  $ii = 1$ ,  $ij(ii) = 5$ ,  $iorprt(ij(ii)) = 2$ ,  $idaprt(1, ij(ii)) = 7$ ,  $ij(3 - ii) = 6$  etc...



**Figure VI.2** – Cascade suite au processus de born.

Je vais maintenant donner la structure de `timsho`, pour les versions utilisées jusqu'ici. Les modifications apportées (voir la suite) ont participé à une simplification de cette structure. Pour rendre la discussion concrète, je vais m'appuyer sur l'exemple de la figure VI.1. Considérons que le parton 1 est en cours de traitement, c'est à dire  $ij(ii) = 1$ .

Une fois l'initialisation de la quadri-impulsion des partons initiaux faite dans `timsh1` ou `timsh2`, `timsho` est appelée. Cette subroutine peut être subdivisée en plusieurs étapes :

1. Choix de  $z = \frac{E_3}{E_1} = 1 - \frac{E_4}{E_1}$  et  $q2 \in [q2start, 0]$  en se basant sur la probabilité eq. I.62.  $q2start$  est la borne max pour la virtualité du parton 2 (cette définition va changer dans la nouvelle version).  $q2$  est la virtualité du parton 2. On vérifie que  $q2 > seuil$ .
2. En utilisant les fonctions de splitting intégrées, on détermine la saveur des partons enfants (3 et 4).
3. Juste après le choix de la saveur, on vérifie que  $pt2 = p_t^2(q2, z) > 0$  pour les partons enfants. Ce n'est qu'une évaluation, le  $pt2$  pour ces partons sera réellement calculé plus tard.
4. Comme discuté précédemment, les partons sont traités par paires. Ici les partons 1 et 2. On a donc dans notre exemple  $ij(ii=1)=1$ ,  $ij(ii=2)=2$ . Dans cette étape on passe la variable  $ii$  de 1 à 2, on retourne au début de la routine et on fait pour le parton 2 la même chose que pour le 1.
5. Une fois les variables  $q2$  et  $z$  déterminées pour les partons 1 et 2 (les 4 étapes ci-dessus) on calcul  $E$ ,  $p_z$ ,  $p_x$  et  $p_y$  pour chacun d'eux. Le calcul étant fait dans le référentiel où le parton parent a une impulsion transverse nulle, les  $\vec{p}_t$  des partons enfants sont opposées. Puis certaines transformations (rotation, ...) sont faites pour se placer dans le référentiel de  $p_t = 0$  du parton initial.
6. Finalement, les informations sur les partons enfants sont enregistrées. Entre autre, les virtualités max sont :  $Q_3^2 = z^2 q2$ ,  $Q_4^2 = (1 - z)^2 q2$ . En répétant l'algorithme,  $Q_3^2$  sera le nouveau  $q2strat$  pour le choix de la virtualité du parton 3. On remarque que  $Q_3 + Q_4 = \sqrt{q2}$ . La virtualité des partons 3 et 4 respectera donc forcément la condition eq. IV.23.

Une remarque sur l'étape 5. Tout les partons d'une cascade ont donc leur quadri-impulsion exprimée dans le référentiel d'impulsion transverse nulle du parton initial. Dans `rsh.f`, les paramètres nécessaires pour faire la transformation rotation + boost qui amènera ce parton dans le référentiel du labo sont enregistrés. Cette rotation amènera donc tous les partons de la cascade dans le référentiel du labo.

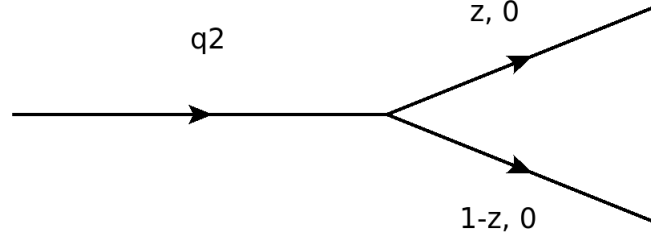
Finalement, la description ci-dessus est faite dans le cas où le parton (le 1) n'est pas celui qui initialise la cascade. Dans le cas des partons initiaux, le traitement est pratiquement le même. Le calcul de la quadri-impulsion est légèrement différent.

## 2 timsho : une version expérimentale

Dans cette section, je vais proposer une nouvelle version de la cascade timelike. Pour faciliter la comparaison avec la version précédente, l'équivalent des 6 étapes ci-dessus sera donné.

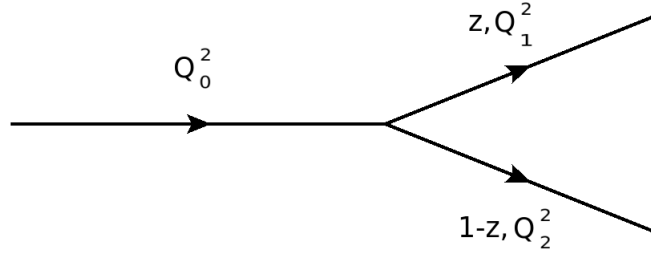
La version de `timsho` qui vient d'être présentée sera appelée version 2 (celle qui a été obtenue au chapitre 4 suite aux modifications. La première version étant celle existant avant mon ar-

rivée). L'algorithme est basé sur le diagramme figure VI.3. Les 0 sont là pour rappeler que



**Figure VI.3** – Diagramme pour la cascade timelike dans l'approximation des logarithmes dominants (LLA).

dans l'approximation des logarithmes dominants (LLA), la virtualité des partons enfants est négligée. Dans la première étape du Monte-Carlo (section précédente), la variable  $q^2$  est donc associée au parton parent, tandis que  $z$  est associée à un parton enfant. Dans cette section, je vais proposer un algorithme avec les variables  $z$ ,  $Q_1^2$  et  $Q_2^2$ , figure VI.4 (la version 3). En



**Figure VI.4** – Diagramme et variables utilisées pour la version 3 de timsho.

utilisant la probabilité d'émission I.62, on va donc proposer une valeur de  $z$  et de  $Q_1^2 \in [Q_0^2, 0]$ , puis cette probabilité sera utilisée une seconde fois pour proposer un  $Q_2^2 \in [Q_0^2, 0]$ . Dans le cas d'un  $\alpha_s$  constant, la version 2 est équivalente à la 3, au regard de la probabilité d'émission. Cependant, imposer l'ordonnancement angulaire ainsi que la condition timelike se traduira par des conditions différentes sur les variables  $q^2$  et  $z$ .

L'un des intérêts de cette version est de pouvoir proposer  $Q_1^2$  et  $Q_2^2$  simultanément. Suite à la proposition, on pourra immédiatement vérifier la condition  $m_1 + m_2 < m_0$ . Dans la seconde version, cette condition était systématiquement remplie, mais  $Q_1^2$  et  $Q_2^2$  étaient choisies entre  $[z^2 Q_0^2, 0]$  et  $[(1-z)^2 Q_0^2, 0]$ . Cette façon de faire donnait nécessairement des virtualités plus faibles et donc moins de charms à bas pt.

La nouvelle structure de timsho est :

1. En utilisant les fonctions de splitting intégrées, on détermine la saveur des partons enfants.
2. Choix de  $z$  et de la virtualité des partons enfants entre  $[q^2_{start}, 0]$ . Dans cette version,  $q^2_{start}$  est la virtualité du parton parent. Comme d'habitude, ces virtualités sont choisies en utilisant la distribution de probabilité eq. I.62.

3. Les variables  $z$ ,  $Q_1^2$  et  $Q_2^2$  étant fixées, on vérifie que les partons enfants sont bien timelikes (donne une condition sur  $z$ ) et  $p_t^2 > 0$ . Sinon, on recommence le tirage pour les trois variables.
4. Si  $ii = 1$ , on la passe à 2 pour traiter le second parton de la paire.
5. Calcul de  $E$ ,  $p_z$ ,  $p_x$  et  $p_y$ , pour les partons de la paire.
6. Enregistrement des informations sur les partons enfants.

Une remarque sur l'étape 5. Lorsque l'on traite le parton 1 (dans l'exemple précédent), on choisit la virtualité des partons enfants puis on détermine sa quadri-impulsion. Dans la nouvelle version, à ce stade, la virtualité des partons enfants étant définitivement fixée, il serait également possible de calculer leur quadri-impulsion. Cependant, dans le but de ne pas devoir changer toute la structure du fichier, ce ne sera pas fait. Leur quadri-impulsion sera donc calculée au tour suivant.

Je vais maintenant expliquer en détail la façon dont les variables  $z$ ,  $Q_1^2$  et  $Q_2^2$  sont choisies. Une première remarque est qu'il y a deux méthodes possibles pour le Monte-Carlo :

1. Choix de  $Q^2$  en utilisant  $\int_{z^-(Q^2)}^{z^+(Q^2)} dz p(z, Q^2)$ , puis choix de  $z \in [z^-(Q^2), z^+(Q^2)]$  en utilisant la probabilité d'émission  $p(z, Q^2)$ .
2. Choix de  $Q^2$  et  $z$  en utilisant  $p(z, Q^2)$ . Ces variables doivent être proposées indépendamment. Par exemple, les bornes pour  $z$  ne dépendront pas de  $Q^2$ . Puis on vérifie les conditions du type  $p_t(z, Q^2) > 0$ . Si une des conditions n'est pas remplie, on propose de nouvelles valeurs pour  $z$  et  $Q^2$ .

On peut se convaincre que ces deux méthodes sont équivalentes. L'avantage de la première est que toutes les conditions ( $p_t > 0$ , timelike,...) sont systématiquement remplies, les bornes  $z^-(Q^2)$  et  $z^+(Q^2)$  étant choisies dans ce but. Mais cette méthode est plus compliquée à mettre en place. L'avantage de la seconde est sa simplicité et c'est cette méthode qui sera utilisée.

Seconde remarque : si la probabilité  $p(z, Q^2)$  peut se factoriser en  $f(z)g(Q^2)$ , on pourra alors choisir séparément  $z$  et  $Q^2$ . Ce sera le cas de la probabilité d'émission I.62 (à condition que la constante de couplage n'ait pas de dépendance en  $z$ ).

La probabilité d'avoir les variables  $z$ ,  $Q_1^2$  et  $Q_2^2$  est :

$$p(z, Q_1^2, Q_2^2) \propto p_e(z, Q_1^2)|_{Q_2^2} \times p_e(Q_2^2)|_{z, Q_1^2} \quad (\text{VI.3})$$

$p_e$  est la probabilité d'émission I.62. Les variables derrières la barre verticale sont fixées. Pour  $p_e(z, Q_1^2)|_{Q_2^2}$ , la valeur de  $Q_2$  intervient dans le facteur de Sudakov. Dans le cas  $\alpha_s$  constant, la partie en  $z$  peut être factorisée et on a :

$$p(z, Q_1^2, Q_2^2) \propto P(z) \frac{1}{Q_1^2} \Delta(Q_0^2, Q_1^2) \frac{1}{Q_2^2} \Delta(Q_0^2, Q_2^2) \quad (\text{VI.4})$$

$Q_0^2$  est la virtualité du parton parent et  $P(z)$  la fonction de splitting. La seconde fonction de splitting a été absorbée dans un facteur de normalisation, la variable  $z$  étant fixée pour le second

## Chapitre VI. Cascade timelike : approfondissement et améliorations

$p_e$ . Pour alléger l'écriture, l'indication des variables fixées a été abandonnée. Le déroulement du Monte-Carlo est donc le suivant. On commence par choisir le type de splitting en utilisant les fonctions de splitting intégrées  $I_{gg}$ ,  $I_{gq}$  et  $I_{qq}$  (voir [15], page 265). Puis on choisit une valeur pour la variable  $z$  en utilisant les fonctions de splitting. Finalement,  $Q_1^2$  et  $Q_2^2$  sont choisies avec la probabilité :

$$p(Q_0^2, Q_1^2, Q_2^2) \propto \frac{1}{Q_1^2} \Delta(Q_0^2, Q_1^2) \frac{1}{Q_2^2} \Delta(Q_0^2, Q_2^2) \quad (\text{VI.5})$$

Dans le chapitre 4, on a parlé de l'utilisation de la saturation de  $\alpha_s$  dans le but de pouvoir calculer la fonction d'acceptation quelque soit la valeur du  $Q^2$ . Malgré tout, la probabilité d'émission grandit très rapidement en  $1/Q^2$  pour les petites virtualités. La situation est pire dans le cas où l'on utilise cette probabilité au carré. Cela peut entraîner un fort ralentissement du Monte-Carlo. De plus, une augmentation aussi rapide n'est sûrement pas physique et est sans doute liée à l'utilisation d'une formule venant de la pQCD dans le domaine non perturbatif.

Heureusement, en plaçant une limite artificielle entre les deux domaines à  $Q^2 = \Lambda_{QCD}^2$ , il est possible de déterminer la contribution non perturbative à l'aide de calculs perturbatifs. En effet, la probabilité de faire une émission dans le domaine  $[\Lambda_{QCD}^2, 0]$  en partant de  $Q_0^2$ , est donnée par le facteur de Sudakov  $\Delta(Q_0^2, \Lambda_{QCD}^2)$ . La valeur exacte prise par  $Q^2$  dans le domaine non perturbatif n'est pas importante. Quelle qu'elle soit, le parton ne pourra pas faire d'autre branchement et sera donc mis sur couche de masse. Voici donc les étapes pour le choix de  $Q_1^2$  et  $Q_2^2$  :

1. Tirage de deux nombres aléatoires  $r_1, r_2 \in [0, 1]$ . Si  $r_1 < \Delta(Q_0^2, \Lambda_{QCD}^2)$ ,  $Q_1^2$  appartient au domaine non perturbatif. Sinon, on tire une valeur entre  $Q_0^2$  et  $\Lambda_{QCD}^2$ . De même pour  $Q_2^2$ .  $Q_1^2$  et  $Q_2^2$  sont choisis de façon indépendante.
2. Si la condition  $m_1 + m_2 < m_0$  n'est pas vérifiée, on propose deux nouvelles valeurs.
3. Acceptation des valeurs proposées avec la probabilité :

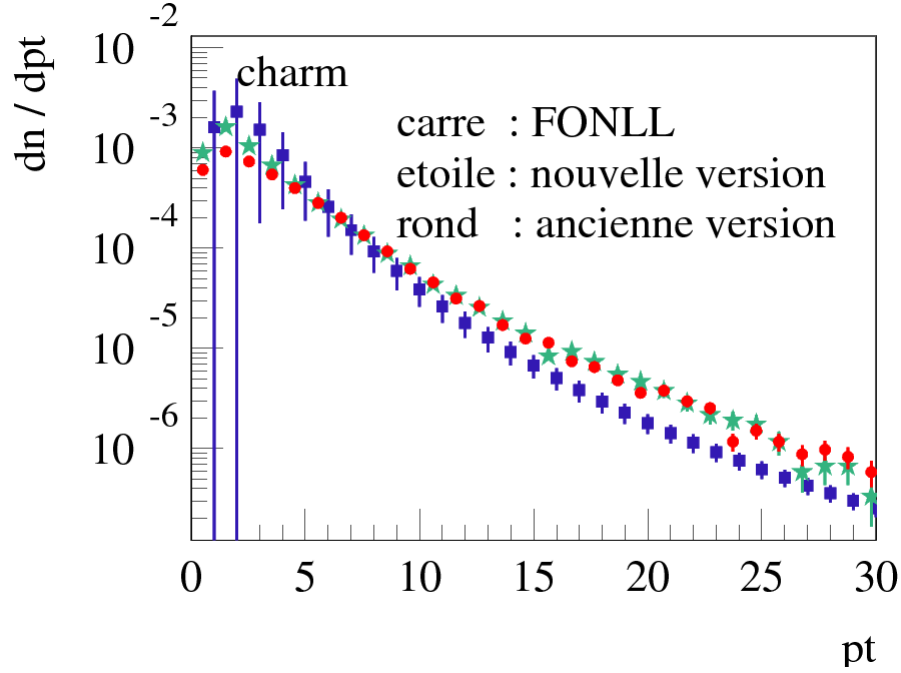
$$p(Q_0^2, Q_1^2, Q_2^2) \propto \left( \frac{\alpha_s}{Q_1^2} \Delta(Q_0^2, Q_1^2) \theta(r_1 - s) + \theta(s - r_1) \right) \left( \frac{\alpha_s}{Q_2^2} \Delta(Q_0^2, Q_2^2) \theta(r_2 - s) + \theta(s - r_2) \right) \quad (\text{VI.6})$$

$s$  étant le facteur de Sudakov  $\Delta(Q_0^2, \Lambda_{QCD}^2)$ .

4. Si les partons enfants ne sont pas timelikes ou si  $p_t^2 < 0$  on tire de nouvelles valeurs pour  $z$ ,  $Q_1^2$  et  $Q_2^2$ . Il est important de tirer une nouvelle valeur pour chaque variable. C'est à cette condition que les deux méthodes pour le Monte-Carlo sont équivalentes.

Les valeurs obtenues pour  $Q_1^2$  et  $Q_2^2$  sont enregistrées dans `q2save(1,ii)` et `q2save(2,ii)` respectivement. Si nécessaire, la variable `ii` est incrémentée et le même algorithme est appliqué au second parton de la paire.

Les résultats obtenus en utilisant cette nouvelle version de la cascade timelike sont montrés figure VI.5. Ils sont comparés aux calculs FONLL et aux résultats du chapitre IV. Le nombre de charms de bas pt a fortement augmenté, le résultat est donc très satisfaisant. La différence entre les deux résultats d'EPOS est très importante pour les observables dépendant du nombre de charms de bas pt. C'est par exemple le cas si l'on s'intéresse aux corrélations azimutales des



**Figure VI.5** – Distribution en pt du charm pour la nouvelle version de timsho, comparée aux résultats du chapitre IV et aux calculs FONLL.

saveurs lourdes. Le pic à  $\Delta\phi = 0$  vient du splitting des gluons en paires  $Q\bar{Q}$  de faible pt. Sur la figure VI.5, on voit que le nombre de charms de bas pt (intégré par bin) a été multiplié par un facteur supérieur à deux. Il y aura donc un changement significatif pour la corrélation  $c\bar{c}$ . Le spectre à moyen et haut pt ne semble avoir subi aucun changement.

Les résultats pour les mésons D sont présentés figure VI.6. Ils sont comparés aux données expérimentales d’Alice et aux calculs FONLL. L’accord entre les courbes est bon, il y a eu une amélioration des précédents résultats. Cependant, le temps nécessaire pour faire 20000 collisions p-p est passé approximativement de 40 minutes à 1 heure. Ce ralentissement est entre autre une conséquence du refus de la proposition pour  $m_1, m_2$ , si la condition suivante n’est pas vérifiée :

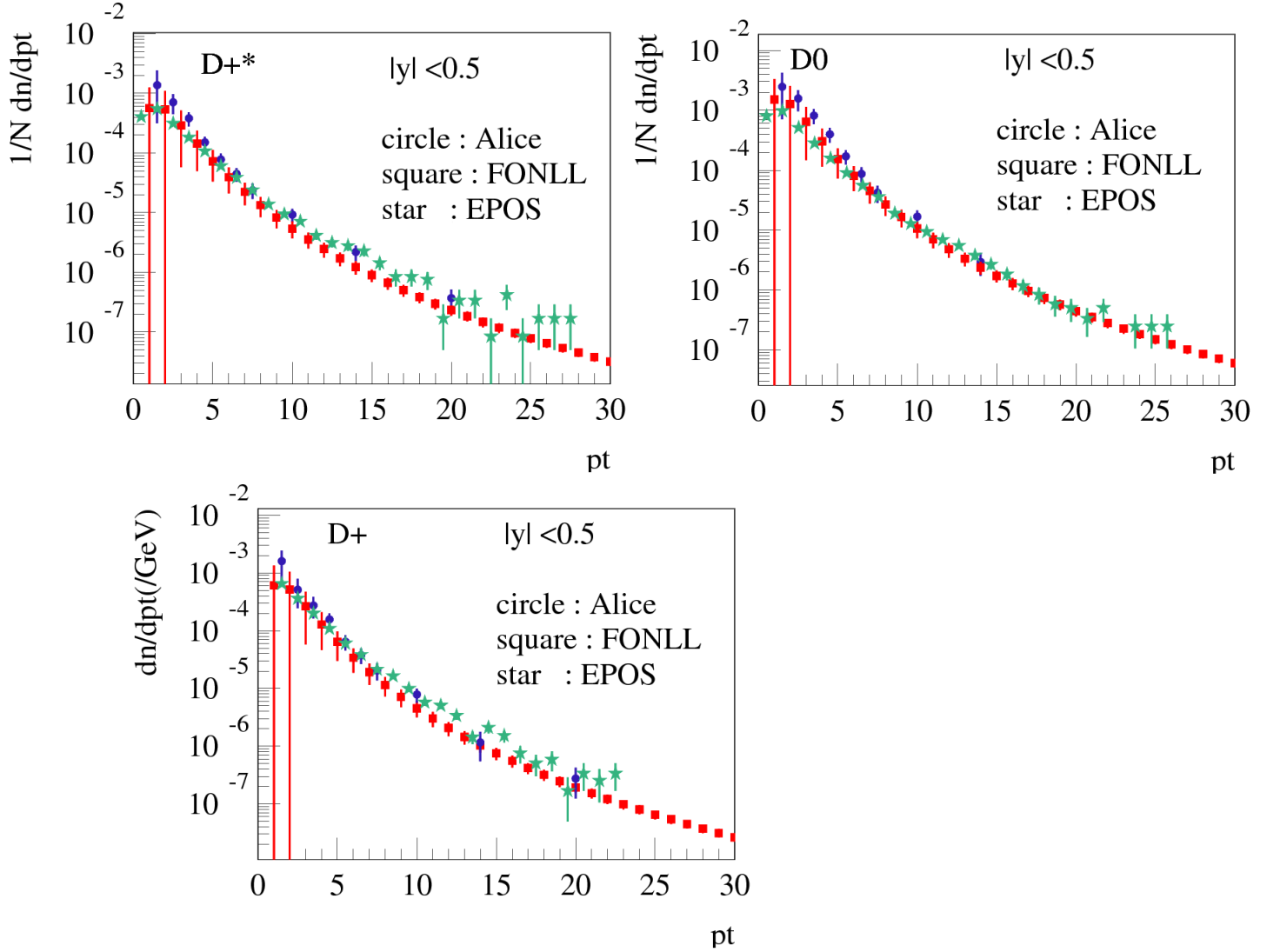
$$m_1 + m_2 < m_0, \quad m = \sqrt{Q^2} \quad (\text{VI.7})$$

Pour éviter ce ralentissement (dans le cas où les deux partons enfants sont dans le "domaine perturbatif", c’est à dire  $Q_{enfant}^2 > \Lambda_{QCD}^2$ ) on propose  $m_1$  dans l’intervalle  $[m_0 - \Lambda_{QCD}, \Lambda_{QCD}]$ , puis  $m_2$  dans l’intervalle  $[m_0 - m_1, \Lambda_{QCD}]$ . Sachant que l’on souhaite avoir une fonction de proposition uniforme pour le couple  $(m_1, m_2)$ , soit :

$$P(m_1, m_2) = \text{constante} \quad (\text{VI.8})$$

la probabilité d’avoir  $m_1$  est donnée par :

$$f(m_1) = \int_{\Lambda_{QCD}}^{m_0 - m_1} dm_2 P(m_1, m_2) = \frac{m_0 - m_1 - \Lambda_{QCD}}{N} \quad (\text{VI.9})$$



**Figure VI.6** – Distribution en  $pt$  des mesons D, comparée aux résultats d’Alice et aux calculs FONLL.

$N$  est un facteur de normalisation. Sachant  $m_1$ , le probabilité d’avoir  $m_2$  est constante. On a donc la proposition suivante pour  $m_1$  :

$$m_1 = g(r), \quad f(m_1) = \frac{dg^{-1}(m_1)}{dm_1} \quad (\text{VI.10})$$

$r \in [0, 1]$  un nombre aléatoire. Après intégration on a :

$$g^{-1}(m_1) = \frac{(m_0 - \Lambda_{QCD})m_1}{N} - \frac{m_1^2}{2N} + C = r \quad (\text{VI.11})$$

On peut alors inverser la fonction pour obtenir :

$$m_1 = m_0 - \Lambda_{QCD} \pm \sqrt{(m_0 - \Lambda_{QCD})^2 + 2N(C - r)} \quad (\text{VI.12})$$

On impose alors les conditions :

$$m_1(r=0) = m_0 - \Lambda_{QCD} \quad (\text{VI.13})$$

$$m_1(r=1) = \Lambda_{QCD} \quad (\text{VI.14})$$

et on obtient finalement :

$$m_1(r) = m_0 - \Lambda_{QCD} - \sqrt{r}(m_0 - 2\Lambda_{QCD}) \quad (\text{VI.15})$$

$m_2$  sera quant à lui proposé de façon uniforme dans l'intervalle  $[m_0 - m_1, \Lambda_{QCD}]$  :

$$m_2(r) = (m_0 - m_1 - \Lambda_{QCD})r + \Lambda_{QCD} \quad (\text{VI.16})$$

### 3 Remarques et perspectives

Pour commencer, je voudrais de nouveau parler de l'approximation (LLA) (certains problèmes liés à cette approximation ont déjà été soulevés au chapitre 4). Le nombre de particules de bas pt créées dans la cascade timelike dépend du rapport  $R = \langle Q_{parent}^2 / Q_{enfant}^2 \rangle$ . Plus celui-ci est proche de 1, plus ce nombre sera élevé. Dans le cas de notre cascade partonique, ce rapport est assez élevé (environ 0.2). Pourtant, le nombre de charms à bas pt est encore légèrement insuffisant. Cela montre que pour les bas pt, l'approximation LLA (sur laquelle l'équation DGLAP est basée et qui suppose  $R \ll 1$ ) est mauvaise. On peut donc dire que :

1. Les cascades partoniques permettent de reproduire les spectres à bas pt (en utilisant un seul paramètre global pour la fin de la cascade). Ces cascades sont seulement inspirées de l'équation DGLAP, entre autre parce qu'elles sont très éloignées de l'approximation LLA.
2. Les fonctions de fragmentations construites à l'aide de l'équation DGLAP reproduisent très bien les spectres en pt. Pourtant, si l'on faisait un Monte-Carlo essayant de respecter le plus possible le formalisme sur lequel elles sont construites, il manquerait une quantité considérable de particules de bas pt. Cela est sûrement compensé par les paramètres utilisés pour reproduire les spectres.

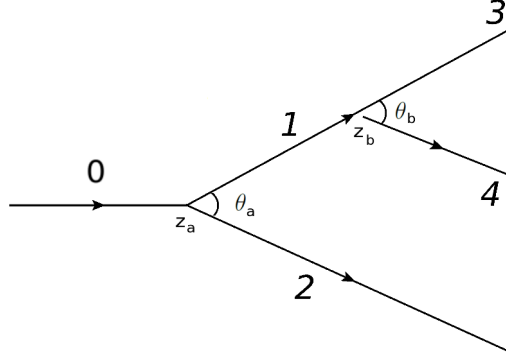
Durant le travail sur la cascade timelike, un problème rencontré lié à l'utilisation de cette approximation est celui de l'ordonnancement angulaire. Dans le chapitre I, on a vu que ce phénomène était la conséquence d'interférences entre les amplitudes pour l'émission d'une particule sans masse et peu énergétique. L'angle pour le premier branchement est donné par :

$$\theta_a \approx \frac{p_{t,1}}{E_1} + \frac{p_{t,2}}{E_2} \approx \sqrt{z_a(1-z_a)}m_0 \left( \frac{1}{z_a E_0} + \frac{1}{(1-z_a)E_0} \right) = \frac{m_0}{\sqrt{z_a(1-z_a)}E_0} \quad (\text{VI.17})$$

où l'on a utilisé  $p_{t,i}^2 \sim z(1-z)Q_i^2$  et  $m_i = \sqrt{Q_i^2}$ . Les différentes variables sont montrées figure VI.7. Pour le second branchement on a :

$$\theta_b \approx \frac{m_1}{\sqrt{z_b(1-z_b)}E_1} = \frac{m_1}{\sqrt{z_b(1-z_b)z_a}E_0} \quad (\text{VI.18})$$





**Figure VI.7** – Définition des variables et indices pour deux branchements.

L'ordonnancement angulaire,  $\theta_b < \theta_a$  implique donc :

$$\frac{z_b(1 - z_b)}{Q_1^2} > \frac{1 - z_a}{z_a Q_0^2} \quad (\text{VI.19})$$

A ce stade de la cascade, ce sont les variables  $z_b$ ,  $Q_3^2$  et  $Q_4^2$  qui doivent être déterminées (pour la version 3). La condition imposée par l'inégalité VI.19 est donc une condition sur  $z_b$ , les autres variables étant fixées. On peut se demander si il est toujours possible d'imposer cette condition. En résolvant l'inégalité ci-dessus, on obtient les bornes min et max pour la variable  $z_b$  :

$$z_b^{max,min} = \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{1 - \frac{4Q_1^2}{z_a^3(1 - z_a)Q_0^2}} \quad (\text{VI.20})$$

Dans l'approximation LLA où l'on suppose  $Q_1 \ll Q_0$ , les bornes sont bien définies. Dans un cas plus réaliste où la virtualité des partons enfants est non négligeable, les bornes ne sont pas définies si  $\frac{4Q_1^2}{z_a^3(1 - z_a)Q_0^2} > 1$ . J'ai choisis de ne pas imposer l'ordonnancement angulaire dans les cas problématiques. En particulier, il n'est jamais imposé pour l'émission d'un gluon par un charm.

Il est en fait connu qu'imposer à la fois le mass ordering  $m_1, m_2 < m_0$  et l'ordonnancement angulaire est trop contraignant. Il y a peut être moyen de faire mieux et cela reste pour moi un sujet à approfondir. Il y a entre autre l'évolution CCFM [43, 44] (pour Catani, Ciafaloni, Fiorani et Marchesini) qui fait un lien entre les évolutions DGLAP et BFKL. L'ordonnancement en pt n'est pas imposé pour les partons de basse énergie (faible  $z$ ).

---

## Conclusion générale et perspectives

Le but de la thèse était l'implémentation des sondes dures dans le générateur d'évènement EPOS. Même si il est possible d'améliorer/de compléter le travail effectué, l'objectif est atteint. Mais quels sont les intérêts de ce travail ?

Pour commencer, travailler sur les sondes dures a demandé d'améliorer un certain nombre de sous-routines/fonctions. Utilisant un formalisme unifié, celles-ci sont communes à tout type de partons. Le travail sur les Monte-Carlos tels ceux pour les pomérons semi-durs ou les cascades partoniques a donc globalement amélioré la physique au niveau partonique, sans différentiation de saveur.

Un autre intérêt de ce travail a été de montrer l'efficacité du formalisme d'EPOS pour la physique des collisionneurs. Je rappelle que les résultats ont été obtenus sans ajouter ni modifier de paramètre. La courbe pour la multiplicité des mésons D a été obtenue du premier coup sans qu'aucun réglage ne soit nécessaire. Avec un seul jeu de paramètre, le code est aujourd'hui capable de reproduire une grande quantité d'observables, que ce soit pour la physique du plasma ou celle des sondes dures. Une conclusion importante à tirer de ce travail est la suivante. Un formalisme efficace indique que celui-ci est proche de ce qui se passe "réellement" durant la collision, que l'on a réussi à capturer les bonnes caractéristiques. Or, l'une des particularités d'EPOS est le rôle central joué par les interactions multiples, tant pour le plasma que pour les sondes dures. Les résultats obtenus viennent donc confirmer cette hypothèse. Cette caractéristique est également vraie pour la théorie effective du Color Glass Condensate. Cependant, celui-ci donne une explication plus fondamentale à ce mécanisme. Penser dans ce cadre permet de résoudre un certain nombre de problèmes. Il n'y a plus à s'étonner d'observer des effets collectifs dans les collisions p-p et p-Pb. C'est la multiplicité (proportionnelle aux interactions multiples) qui compte, non le type de collision. L'augmentation linéaire du nombre de sondes dures en fonction du nombre de particules chargées trouve également une explication simple. Pourtant, dans certaines publications expérimentales, les interactions multiples sont considérées comme un bruit de fond à soustraire.

Finalement, un autre intérêt de ce travail sera l'utilisation ultérieure qui pourra en être faite pour l'étude du plasma ou par les expérimentateurs.

Malgré tout, beaucoup de choses restent encore à faire. Pour les saveurs lourdes, le prochain travail portera sur l'implémentation du bottom et sur l'étude des corrélations entre saveurs lourdes. Réussir à intégrer le  $J/\psi$  au modèle serait également intéressant.

Pour les photons, il reste également beaucoup de travail. Pour commencer, la technique utilisée pour la production de photons augmentés va être simplifiée. Il faudra ensuite comparer précisément les résultats d'EPOS à ceux de Jetphox, en particulier pour vérifier que la production de photons de fragmentation fonctionne bien. Beaucoup d'études intéressantes pourraient être menées. On peut par exemple mesurer les "vraies" fonctions de fragmentation (dans le code, toutes les informations nécessaires sur les partons sont connues) et les comparer à celles obtenues par la méthode expérimentale. Le code pourrait également être d'une aide précieuse pour les expérimentateurs.

---

# Annexe

## 1 Méthode de Gauss-Legendre

La méthode d'intégration de Gauss-Legendre est un cas particulier des méthodes de quadrature de Gauss où l'on fait l'approximation :

$$I = \int_a^b f(x)\bar{\omega}(x)dx \approx \sum_{i=1}^n \omega_i f(x_i) \quad (1)$$

$\bar{\omega} : (a, b) \rightarrow \mathbb{R}_+$  est une fonction de pondération. Les  $\omega_i$  sont les poids associés aux noeuds  $x_i$ . Les  $n$  noeuds  $x_i$  correspondent aux  $n$  racines du  $n$  ème polynôme orthogonal, le produit scalaire étant défini par :

$$\langle f, g \rangle = \int_a^b f(x)g(x)\bar{\omega}(x)dx \quad (2)$$

Dans le cas de l'intervalle fermé  $[-1, 1]$ , la fonction  $\bar{\omega} = 1$  et les polynômes orthogonaux sont les polynômes de Legendre. On a donc :

$$I = \int_{-1}^1 f(x)dx \approx \sum_{i=1}^n \omega_i f(x_i) \quad (3)$$

les poids  $\omega_i$  sont déterminés en demandant à ce que le résultat soit exact pour un polynôme de degré  $2n + 1$ . La formule précédente peut être généralisée à un intervalle fermé quelconque :

$$I' = \int_a^b f(x)dx = \int_{-1}^1 f(x(t))\frac{dx(t)}{dt}dt = \int_{-1}^1 \hat{f}(t)dt \approx \sum_{i=1}^n \omega_i \hat{f}(t_i), \quad \hat{f}(t) = f(t)\frac{dx(t)}{dt} \quad (4)$$

où l'on a fait un changement de variable  $x \rightarrow x(t)$  tel que :

$$x(t = -1) = a \quad (5)$$

$$x(t = 1) = b \quad (6)$$



---

# Bibliographie

- [1] J. C. Collins et M. J. Perry, Phys. Rev. Lett **34**, 1353 (1975) [1](#)
- [2] H. Fritzsch et M. Gell-Mann, arXiv :hep-ph/0208010v1 (2002)  
(Proceedings of the Int. Conference on High Energy Physics, Chicago 1972) [11](#)
- [3] D. J. Gross et F. Wilczek,  
Phys. Rev. D **8**, 3633 (1973)  
Phys. Rev. D **9**, 980 (1974) [12](#)
- [4] M. Wilde (for the Alice collaboration), arXiv :1210.5958v2 (2012) [3](#)
- [5] M. Cheng et al. , arXiv :0911.2215v2 (2010) [3](#)
- [6] K. Werner, M. Bleicher, B. Guiot, Iu. Karpenko, T. Pierog , arXiv :1307.4379v1 (2013) [4](#)
- [7] Z. Conesa del Valle (for the Alice collaboration), arXiv :1210.2163 [5](#)
- [8] M. Nahrgang, J. Aichelin, P. B. Gossiaux and K. Werner, arXiv :1305.3823v1 (2013) [5](#)
- [9] F. Arleo, [http ://dx.doi.org/10.3204/DESY-PROC-2009-03/Arleo](http://dx.doi.org/10.3204/DESY-PROC-2009-03/Arleo) [5](#)
- [10] P. Aurenche,  
“La QCD et son histoire : partons d’un bon pied !”,  
Cours à l’Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire 2005, Maubuisson. [9](#)
- [11] R. P. Feynman, R. D. Field and G. C. Fox  
Nucl. Phys. B128, 1 (1977) [13](#), [17](#)
- [Peskin] R. K. PESKIN, W. J. STIRLING AND B. R. WEBBER,  
“quantum field theory”, Cambridge university press (1996). [12](#), [24](#)
- [Ellis] R. K. ELLIS, W. J. STIRLING AND B. R. WEBBER,  
“QCD and Collider Physics”, Cambridge university press (1996). [14](#), [27](#), [70](#)

- [14] H1 and ZEUS collaborations, arXiv :1111.5452v4 (2011) [16](#)
- [15] H. J. DRESCHER, M. HLADIK, S.OSTAPCHENKO, T.PIEROG AND K. WERNER, "PARTON-BASED GRIBOV-REGGE THEORY", Phys. Rep., 350, 2001. [37](#), [38](#), [42](#), [49](#), [53](#), [63](#), [65](#), [71](#), [94](#)
- [16] "EPOS Technicallities", document privé, K.Werner [49](#)
- [17] L. N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. 20 (1975) 95 ;  
V. N. Gribov and L.N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. 15 (1972) 438 ;  
G. Altarelli and G. Parisi, Nucl. Phys. B126 (1977) 298 ;  
YU.L. Dokshitzer, Sov. Phys. JETP 46 (1977) 641. [21](#)
- [18] M. Cacciari, S. Frixione, N. Houdeau, M. L. Mangano, P. Nason and G. Ridolfi, arXiv :1205.6344v1, 2012. [6](#), [66](#)
- [19] N. Armesto, "Nuclear shadowing", arXiv : 0604108v2, 2006.
- [20] A. H. Mueller and J. Qiu, Nucl. Phys. B268 (1986) 427.
- [21] J.C. Collins, D. E. Soper, G. Sterman, arXiv : 0409313v1, 2004. [21](#)
- [22] J. Pumplin, D. R. Stump, J. Huston, H.L. Lai, P. Nadolsky and W.K. Tung arXiv : 0201195v3, 2002. [21](#)
- [23] T. Sjöstrand, S. Mrenna, P. Skands, arXiv :hep-ph/0603175v2, 2006. [66](#)
- [24] Y. Dokshitzer, arXiv :hep-ph/0106348v1, 2001. [27](#), [72](#)
- [25] G. Machesini, B. R. Webber, Nucl. Phys. B238 (1984) 1-29 [28](#)
- [26] R. Odorico, Nucl. Phys. B228 (1983) 381-408 [28](#)
- [27] B. R. Webber, Nucl. Phys. B238 (1984) 492-528 [28](#)
- [28] J. Casalderrey-Solana, E. Iancu, arXiv :1106.3864, 2011 [28](#)
- [29] Yu. L. Dokshitzer, D. E. Kharzeev, arXiv :hep-ph/0106202v1, 2001 [28](#)
- [30] K. Werner, Physics Report 232 (1993) 87-299 [30](#), [33](#)
- [31] G. Soyez, thèse : "Deep Inelastic Scattering at small  $x$ , 2004 [30](#)
- [32] M. Froissart, Phys. Rev. 123, 1053 (1961) [32](#)
- [33] H. Jung, "Multiparton interactions and underlying events at HERA and the LHC", 2009 [30](#)
- [34] V. N. Gribov, Sov. Phys. JETP 26 (1968) 414

- [35] E. Iancu, arXiv : 1205.0579v1, 2012 [35](#), [43](#), [45](#)
- [36] The Alice Collaboration, arXiv : 1111.1553v2, 2012 [72](#), [74](#)
- [37] PHENIX collaboration, Physical review D 82, 072001 (2010) [77](#), [84](#), [87](#)
- [38] PHENIX collaboration, arXiv :1212.3323v2, 2012
- [39] V. Khachatryan et al. (CMS collaboration), Phys. Rev. Lett. 106, 082001, 2011 [84](#)
- [40] S. Catani, M. Fontannaz, J. Ph. Guillet, E. Pilon, arXiv :hep-ph/0204023v3, 2002 [80](#)
- [41] N. Arbor (for the ALICE collaboration), arXiv :1211.6621v1, 2012  
N. Arbor, thèse, 2013 [84](#), [85](#)
- [42] K. Werner, B. Guiot, Iu. Karpenko, T. Pierog, Phys.Rev. C89 (2014) 064903 [41](#), [42](#)
- [43] M. Ciafaloni, Nucl. Phys. B296 (1988) 49 [98](#)
- [44] S. Catani, F. Fiorani, G. Marchesini, Phys. Lett. B234 (1990) 339  
S. Catani, F. Fiorani, G. Marchesini, Nucl. Phys. B336 (1990) 18 [98](#)



# Thèse de Doctorat

**Benjamin GUIOT**

**Production de charmes et de photons prompts avec le générateur d'évènement EPOS**

**Charm and prompt photon production with the event generator EPOS**

## Résumé

Au LHC, la collision de particules de très hautes énergies permet d'étudier l'interaction forte. En particulier, lors de la collision de deux noyaux (de plomb pour le LHC), un nouvel état de la matière, appelé Plasma de Quarks Gluons (QGP), est créé. L'étude de ce QGP constitue actuellement un des domaines actifs de la recherche en physique.

Les sondes dures, telles les quarks lourds ou les photons prompts, sont produites dès les premiers instants des collisions faites au LHC. Cette caractéristique les rend idéales pour l'étude du QGP. Elles vont traverser et interagir avec le milieu créé. En comparant avec un cas sans QGP (collisions proton-proton), il sera possible d'évaluer l'influence du plasma sur ces sondes dures et d'en extraire les propriétés telles la température et la densité.

Cette étude nécessite donc d'avoir une bonne connaissance de la production de ces sondes dures dans les collisions proton-proton. Le but de ma thèse est l'implémentation des quarks lourds et des photons prompts dans le générateur d'évènements EPOS (codes informatique simulant les collisions), pour les collisions p-p. Le but final sera d'utiliser ce travail pour l'étude du plasma dans les collisions Pb-Pb.

## Mots clés

quark, photon, interaction forte, Plasma de Quarks et Gluons.

## Abstract

At the LHC, strong interaction is studied by doing collisions of high energy particles. In the case of nucleus-nucleus collision (lead at the LHC), a new state of matter, called Quarks Gluons Plasma (QGP), is created. The study of this QGP is currently a lively research field.

Hard probes, like heavy quarks and prompt photons, are produced during early times of collisions done at the LHC. This is why they are ideal probes for the study of the QGP. They will go through and interact with the medium produced by the collision. A comparison with a case without QGP (proton-proton collision) will allow us to see how hard probes properties are modified by the medium. Then, medium properties like temperature and density can be extracted.

This study requires a good understanding of hard probes production in proton-proton collisions. The aim of my thesis is the implementation of heavy quarks and prompt photons in the event generator EPOS (computer code for colliders), for p-p collisions. Our final aim is the study of the QGP in Pb-Pb collisions.

## Key Words

quark, photon, strong interaction, Quark-Gluon Plasma.